

РАСЧЕТ
ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ
МАШИН



В. П. ШУЙСКИЙ

РАСЧЕТ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАШИН

*Сокращенный перевод
с немецкого
Б. А. ЦВЕТКОВА и
И. З. БОГУСЛАВСКОГО*



«ЭНЕРГИЯ»
ЛЕНИНГРАДСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
1968

Шуйский В. П.

III-95 Расчет электрических машин (перевод с немецкого).

«Энергия» 1968.

732 с. с рис. 15 000 экз. 3 р. 43 к.

В книге с достаточной полнотой излагаются современные методы электрических, магнитных и тепловых расчетов электрических машин. Подробно описаны физические явления, имеющие место при их работе. Приведенные в книге теоретические выводы, формулы и графики иллюстрированы большим количеством примеров, помогающих глубже осмыслить сущность процессов и особенностей практических методов расчета.

Книга основывается на большом практическом опыте автора по расчету и исследованию электрических машин постоянного и переменного тока.

Книга предназначена для широкого круга специалистов, занимающихся проектированием и исследованием электрических машин.

Она также будет хорошим пособием для аспирантов и студентов старших курсов электротехнических институтов и факультетов.

3—310

162—68

6П2.12

ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРА

Общие основы расчета электрических машин и трансформаторов до сих пор освещены в литературе недостаточно. Кроме того, наиболее известные труды, посвященные этому вопросу, были написаны уже весьма давно. Хотя часть данных, положенных в этих трудах в основу расчета, остаются верными до сих пор и применяются на практике, в них все же отсутствуют все те данные, которые вытекают из современного развития техники. Автор поставил перед собой задачу собрать воедино все то, что необходимо для расчета современных электрических машин на основе результатов новейших исследований и накопленного практического опыта. Однако вопросы, которые в результате современного развития выделились в самостоятельные отрасли, здесь не рассматриваются или затрагиваются лишь поверхностно. К ним относятся, в частности, обмотки, изоляционные материалы и расчеты прочности.

С учетом новейших достижений расширенное освещение получила область магнитных материалов и их применения. Ввиду постоянно возрастающего значения техники управления и регулирования большое внимание было уделено переходным процессам и встречающимся при этом величинам, в частности постоянным времени и реактивным сопротивлениям. Тщательно был проработан расчет потерь и дополнен специальным разделом о добавочных потерях. Последние, ввиду различных причин их возникновения, очень плохо поддаются расчету. Это объясняется в первую очередь сложным характером изменения магнитного поля. Поэтому выведенные теоретическим путем формулы требуют, как правило, внесения поправок, установленных эмпирическим путем. Широкое применение массивной стали заставляет подробно рассмотреть этот вопрос. Нагрев машин, ввиду его большого значения, также рассматривается подробно. Новейшие исследования в этой области показали, что расчет температур перегрева

по методу тепловых схем замещения уже вышел из стадии своего первоначального развития. Этот метод, вероятно, получит в будущем широкое практическое применение. Далее был расширен раздел, посвященный расчету механических сил (усилий). Конструктивное исполнение крупных машин тесно связано с необходимостью преодоления этих сил. Хотя величины некоторых сил удастся рассчитать лишь очень приближенно, тем не менее с помощью описанных методов можно, по крайней мере, оценивать порядок их величины.

Книга предназначена в первую очередь для инженеров, занимающихся практической деятельностью. Для того чтобы обеспечить пользование ею, отдельные разделы были по возможности составлены таким образом, чтобы они представляли собой замкнутое и законченное изложение. По этой же причине расчеты ведутся в наиболее простой форме. Из-за недостатка места пришлось опустить общие основы электротехники, хотя, вероятно, и не все читатели одобряют это. Однако в настоящее время имеется целый ряд очень хороших книг, посвященных этому вопросу. Предлагаемая книга может быть полезна также и для студентов, которые хотят расширить свои знания и ознакомиться с расчетом электрических машин. Книга содержит в себе основы для расчета машин любых типов. Лишь по поводу некоторых специальных проблем, относящихся к машинам отдельных типов, придется обратиться к специальной литературе.

Ввиду того, что литература по затрагиваемым в книге вопросам очень обширна, было невозможно привести в прилагаемом перечне все опубликованные работы. Поэтому из мировой литературы были выбраны лишь наиболее важные работы. И если в перечне преобладают работы на немецком языке, то это объясняется лишь тем, что данная книга была написана в первую очередь для читателей, владеющих немецким языком.

В. Шуйский

Вестерос (Швеция), 1960 г.

ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРОВ РУССКОГО ПЕРЕВОДА

Быстрое развитие электроэнергетики и электромашиностроения в нашей стране и за рубежом требует более уточненных методов расчета и проектирования электрических машин. Специальные монографии по этим вопросам электромашиностроения заслуживают внимания инженерной общественности.

Особую ценность представляют труды специалистов, работающих в промышленности и дающих широкие обобщения в указанной области техники. В этой связи имеет большой интерес книга В. Шуйского по расчету электрических машин.

Предлагаемая книга представляет собой весьма обширную монографию, охватывающую вопросы по электромагнитному и тепловому расчетам основных типов электрических машин. После выхода в тридцатых годах капитального труда Р. Рихтера по электрическим машинам работа В. Шуйского является, по-видимому, наиболее обширной и значительной по расчету электрических машин из вышедших за рубежом.

Отличаясь в некоторых главах изложением материала от принятого в отечественной литературе, книга, тем не менее, может послужить хорошим пособием по теории расчета и исследованию электрических машин в промышленности. Широкие обобщения делают ее полезной также для студентов и аспирантов высшей школы.

В русский перевод по сравнению с немецким изданием 1960 г. внесен ряд существенных уточнений и дополнений, сделанных самим В. Шуйским после выхода в свет указанного издания, а также произведены некоторые сокращения.

Упомянутые уточнения и дополнения касаются прежде всего глав о подшипниковых токах, добавочных потерях, расчете параметров в переходных процессах, расчете электродинамических

сил и тепловом расчете. Произведена замена некоторых таблиц и рисунков. В книгу введена система единиц СИ. Кроме того, исправлен ряд опечаток.

Главы 1, 3, 6, 7, 9, 11—13, 17—19 переведены Б. А. Цветковым, а главы 2, 4, 5, 8, 10, 14—16 — И. З. Богуславским.

Главы 1—3, 6, 10, 18 и 19 отредактированы В. В. Титовым, а главы 4, 5, 7—9, 11—17 — Г. М. Хуторецким.

*В. В. Титов,
Г. М. Хуторецкий*

Май 1968 г.

ГЛАВА ПЕРВАЯ

ЭЛЕМЕНТЫ КОНСТРУКЦИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАШИН

1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Вращающаяся электрическая машина служит для преобразования энергии. Различают следующие виды машин:

- 1) генератор для преобразования механической энергии в электрическую;
- 2) двигатель для преобразования электрической энергии в механическую;
- 3) преобразователь для преобразования электрической энергии в электрическую же энергию только другого напряжения, числа фаз и частоты;
- 4) генератор для выработки реактивной мощности (синхронный компенсатор).

Любая электрическая машина состоит в принципе из двух частей: неподвижной части — так называемого статора — и вращающейся части — так называемого ротора. С точки зрения выполняемых функций электрическая машина имеет якорь, несущий обмотку, создающую напряжение, и магнитную систему, несущую обмотку возбуждения. В машинах постоянного тока обычно якорем служит ротор, а в синхронных машинах, напротив, в большинстве случаев — статор. В асинхронных машинах различают первичный якорь, который связан с внешней питающей сетью, и вторичный якорь. В коллекторных электродвигателях переменного и трехфазного тока, ввиду сложности их конструкции, название «якорь» является неточным, и поэтому в отношении таких электродвигателей говорят почти без исключения о статоре и роторе.

Во всех машинах как статор, так и ротор несут на себе одну или несколько обмоток, за исключением малых реактивных и гистерезисных электродвигателей, имеющих только одну обмотку, расположенную на статоре. Для того чтобы создать значительный вращающий момент и, следовательно, развить большую мощность, необходимы две обмотки; задачей одной из этих

обмоток, как правило, является образование магнитного потока, в то время как вторая обмотка проводит ток, необходимый для создания вращающего момента.

У машин постоянного тока или синхронных машин этот принцип действия совершенно ясен; у асинхронных и коллекторных машин сильная реакция якоря делает, напротив, эту задачу первой обмотки малоочевидной. Однако и здесь в принципе происходит тот же самый процесс.

Под **якорной обмоткой** понимают обмотку, в которой электрическое напряжение возникает путем относительного вращения магнитного поля.

Обмотка возбуждения (или полюсов) — обмотка, которая создает главный (полезный) магнитный поток.

Демпферная обмотка (успокоительная обмотка) — короткозамкнутая обмотка, служащая для уничтожения паразитных магнитных полей.

Кроме основных, существуют еще ряд вспомогательных обмоток, как то: обмотка добавочных полюсов для улучшения коммутации, компенсационная обмотка для уничтожения или уменьшения действия якорной обмотки (реакции якоря), стабилизирующие обмотки для увеличения устойчивости хода, пусковые обмотки для пуска машины и обмотки управления для изменения скорости или регулировки машины.

Мощные электрические машины имеют специальные устройства для регулирования напряжения или скорости вращения. Они могут состоять из одной или многих вспомогательных машин, вентилях или комбинации тех и других.

Магнитный поток охватывает как статор, так и ротор. Необходимыми для этой цели конструктивными элементами являются пакеты активной стали, ярмо и полюсы. Эти элементы образуют вместе с обмотками так называемую активную часть машины. Остальные элементы: корпус статора, обод ротора, вал, подшипники и фундамент — служат для крепления машины или для передачи вращающего момента.

Коллектор или **контактные кольца** и **щетки** служат для непосредственной передачи электрического тока к вращающемуся ротору или обратно. Коллектор при этом преобразовывает переменный ток в постоянный или переменный ток одной частоты в переменный ток другой частоты, при контактных кольцах такого преобразования не происходит.

За основу оценки использования машины, как правило, принимается вес ее активной части. На стоимость машины решающее влияние оказывает ее общий вес. Однако ввиду того, что общий вес находится в более или менее постоянном соотношении с весом активной части, последний может использоваться также и для приближенного определения величины и стоимости машины в целом.

Между статором и ротором неизбежно имеется воздушный зазор. Этот зазор используется также и для регулирования магнитного потока. Поэтому величина воздушного зазора является очень важным параметром. В машинах, которые могут автоматически поддерживать достаточно большой коэффициент мощности, т. е. в синхронных машинах, а также в машинах постоянного тока, воздушный зазор делается большим. Асинхронные и коллекторные электродвигатели выполняются, напротив, с меньшим воздушным зазором.

Во всех машинах износу подвержены исключительно подшипники, в некоторых конструкциях, кроме того, изнашиваются коллекторы или контактные кольца и относящиеся к ним щетки. Что касается подшипников, то самые малые электродвигатели (до 500 *вт*) оборудуются часто простейшими подшипниками скольжения с фитильной смазкой. Малые и средние машины выполняются, напротив, часто с подшипниками скольжения с кольцевой смазкой, а за последнее время преимущественно с подшипниками качения (шариковыми или роликовыми). Эти подшипники имеют по сравнению с подшипниками скольжения малое трение, и, кроме того, их большим преимуществом является то, что за ними требуется меньший уход.

Внутренние узлы машины, в том числе ее вал, нагреваются сильнее наружных частей, например корпуса статора или фундаментной плиты. Поэтому подшипники должны компенсировать неодинаковые температурные деформации обеих упомянутых частей. В подшипниках скольжения для этой цели достаточен имеющийся всегда осевой зазор, а в случае подшипников качения в корпусе и на валу жестко крепится только один подшипник. В больших машинах с длинным валом неизбежен прогиб вала и значительные монтажные неточности.

Для того чтобы предотвратить неравномерные нагрузки на подшипники (заклинивания по кромкам), применяются самоустанавливающиеся подшипники. Крупные и быстроходные машины снабжаются подшипниками скольжения. Если в подшипниках выделяется такое большое количество тепла, которое невозможно отводить с маслом посредством смазочных колец, то применяется принудительная смазка. При такой конструкции масло подается в подшипник под давлением от двух до трех атмосфер. Если имеется несколько машин с такой смазкой, то масло подводится, как правило, из центральной смазочной системы.

Иногда в подшипник встраивается небольшой масляный насос, который приводится в действие посредством зубчатых колес от вала. При этой конструкции должен быть обеспечен отвод тепла от масла, для чего часто применяется водяное охлаждение.

Вертикальные машины оборудуются обычно упорными подшипниками (подпятниками), воспринимающими осевые усилия. Конструкция применяемых для этой цели подшипников качения очень проста. Малые электродвигатели могут воспринимать

осевое усилие собственного веса ротора даже без особых упорных подшипников. Крупные вертикальные машины оборудуются специальными упорными подшипниками — так называемыми подшипниками «Мичелла», которые приводят к значительному усложнению конструкции и к существенному удорожанию машины.

В некоторых случаях собственный маховой момент машины оказывается при имеющихся место условиях эксплуатации недостаточным, и поэтому его приходится увеличивать путем установки махового колеса. Проще всего это колесо насаживать на вал отдельно от звезды ротора рядом с ней. Однако более совершенным в техническом отношении является такое решение вопроса, когда маховое колесо объединяется с ротором в единое целое. При этом ротор пристраивается сбоку к маховому колесу, благодаря чему отпадает надобность в отдельной роторной звезде. Для того чтобы снизить вес, диаметр махового колеса выбирается как можно большим — равным приблизительно наружному диаметру пакета активной стали статора. У крупных вертикальных гидрогенераторов в большинстве случаев увеличивается ярмо ротора.

Крупные машины нуждаются еще во многих вспомогательных установках. К ним принадлежат:

1) охлаждательная установка, состоящая из охладителя, вентиляторов, насосов и контрольных приборов;

2) масляная установка для смазки подшипников или для уплотнений вала (в случае водородного охлаждения); установка охватывает: насосы, трубопроводы, маслоочистительные устройства и контрольные приборы;

3) водородная установка (при водородном охлаждении), состоящая из приборов для контроля (главным образом чистоты газа), а также для наполнения машины газом и его выпуска;

4) водяная установка в случае непосредственного охлаждения обмотки водой; она состоит из насосов, охладителей, трубопроводов и контрольных приборов для измерения электрического сопротивления воды.

Турбогенераторы и турбодвигатели относятся к быстроходным машинам. Они являются обычно двухполюсными и существенно отличаются по конструкции от тихоходных машин. Большие центробежные силы вынуждают применять обладающие высокой механической прочностью материалы для изготовления ротора и в особенности бандажных колец, которые удерживают лобовые части обмотки.

Высокие окружные скорости ротора вызывают большие потери от трения воздуха. Поэтому конструкцию турбомашин стремятся выполнять таким образом, чтобы ротор не имел явно выраженных полюсов. Он изготавливается цилиндрическим, по возможности с гладкой поверхностью.

Для уменьшения потерь от трения воздуха и улучшения отвода тепла в крупных турбомашинах в настоящее время в качестве

охлаждающей среды вместо воздуха применяется водород. Ввиду того, что водород при определенных условиях может образовывать с воздухом взрывоопасную смесь (гремучий газ), корпус машины должен выдерживать внутреннее давление, равное приблизительно 8 кг/см^2 . Это обстоятельство, а также наличие уплотнения вала, в существенной степени определяют конструктивное исполнение машины с водородным охлаждением.

Вследствие того, что для крупных машин требуются большие количества охлаждающего воздуха, даже небольшое загрязнение этого воздуха приводит к значительным отложениям пыли в фильтре. Поэтому современные машины выполняются в большинстве случаев с замкнутой системой циркуляции воздуха. Для охлаждения воздуха (или водорода) около машины или в самой машине устанавливаются водяные охладители.

Прогресс в области изготовления машин характеризуется наибольшими мощностями, которые были достигнуты в течение последних лет. Особенно велики они у синхронных генераторов. Следует упомянуть турбогенератор 280 Мва при 3600 об/мин фирмы «Вестингауз» (США) и гидрогенератор 150 Мва при 125 об/мин фирмы ASEA (Швеция). Последняя из этих машин имеет наружный диаметр около 13 м и общий вес 900 т. Наибольшие мощности электродвигателей значительно ниже.

Трансформатор, строго говоря, не относится к машинам, так как он не имеет вращающихся частей. Однако мы будем рассматривать его вместе с электрическими машинами ввиду того, что его принцип действия базируется на тех же основных законах, что и принцип действия электрических машин. Трансформатор имеет одну или несколько магнитных цепей, каждая из которых несет на себе одну или несколько обмоток. Эта система помещается в баке с маслом, благодаря чему обеспечивается хороший отвод тепла и надежная изоляция. До сих пор наиболее крупные однофазные трансформаторы на 220 Мва выполнены фирмами SSW и AEG.

2. МАШИНЫ ПОСТОЯННОГО ТОКА

Основные конструктивные элементы машины постоянного тока малой мощности изображены на рис. 1. Из рисунка видно, что машина имеет явно выраженные полюсы. Обмотка, создающая магнитный поток, — так называемая обмотка возбуждения — находится непосредственно на полюсах и может поэтому называться сосредоточенной обмоткой. Эта обмотка дешева в изготовлении и может хорошо изолироваться. Кроме того, она обеспечивает большое межполюсовое пространство. На практике этой обмотке всегда отдают предпочтение перед так называемой распределенной обмоткой. Машина постоянного тока является машиной с внешними полюсами, т. е. такой машиной, у которой полюсы расположены вне ротора.

Они крепятся на средней части станины двигателя — так называемом ярме, которое служит, кроме того, магнитопроводом. Таким образом, ярмо выполняет здесь двойную задачу. Магнитный поток в ярме не изменяется во времени, так что в шихтованном исполнении ярма из листовой стали необходимости нет. Поэтому ярмо выполняется в большинстве случаев литым, причем почти исключительно из стального литья. Раньше для этой цели часто использовался чугун, однако теперь ввиду низкой магнитной проницаемости чугуна от него отказались. Ярмо сварной конструкции изготавливается из стального проката.

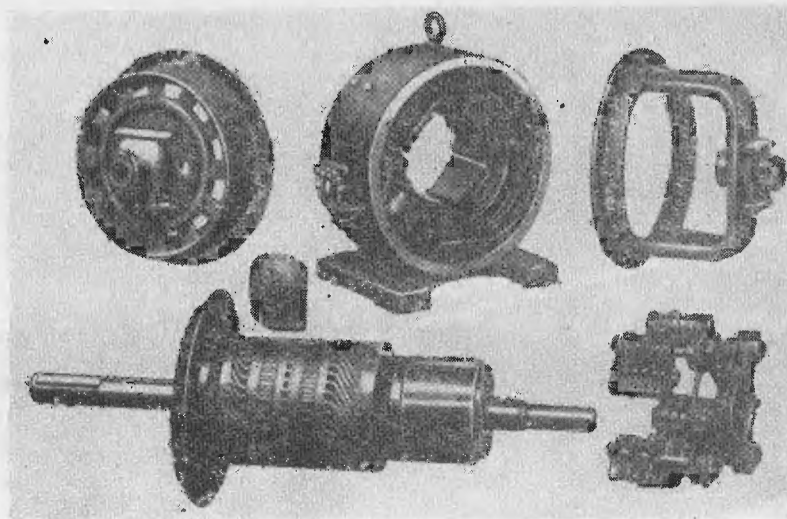


Рис. 1. Элементы конструкции машины постоянного тока фирмы SSW.

Пульсация напряжения питающего тока и стремление уменьшить постоянную времени возбуждения привели в настоящее время при изготовлении прокатных двигателей, которые получают питание через управляемые выпрямители, к конструкции с шихтованным ярмом. Несмотря на то, что общий поток в полюсах здесь также является неизменным во времени, на обращенной к якорю поверхности полюсов при прохождении мимо них зубцов якоря возникают местные пульсации магнитного потока. Ввиду того что эта пульсация потока проникает не глубоко, в принципе вполне достаточно набирать из листовой стали лишь относительно небольшой слой полюсных башмаков. Однако практически из технологических соображений шихтованным выполняется, как правило, весь полюс. Форма полюсов показана на рис. 2. Ширина полюсного башмака должна быть для улучшения использования как можно большей. Однако ее величина ограничивается усиливающимися потоком рассеяния между двумя соседними полюсами.

Обычная величина полюсного перекрытия, т. е. отношение ширины полюса к полюсному делению, составляет у исключительно применяющихся в настоящее время машин с добавочными полюсами приблизительно от 0,7 до 0,75. На рис. 2, б изображена форма полюса с отверстиями для укладки компенсационной обмотки. Полюсы крепятся к ярму посредством болтов. Ввиду того, что здесь отсутствуют значительные механические нагрузки, этот вид крепления вполне достаточен даже при больших мощностях.

Между ярмом и полюсами обычно располагается несколько листовых регулировочных подкладок. Форма этих подкладок показана на рис. 3. Они могут без демонтажа машины лишь при ослаблении затяжки крепежных болтов вставляться или выниматься сбоку. Подкладки предусмотрены для регулирования величины воздушного зазора между полюсами и якорем или его последующего дополнительного изменения, что особенно важно именно в машинах постоянного тока, так как благодаря этому можно изменять их номинальную скорость вращения в небольших пределах. Необходимо это потому, что при массовом изготовлении таких машин, ввиду неоднородности материала и погрешностей при обработке, неизбежны некоторые отклонения скорости вращения от заданной величины.

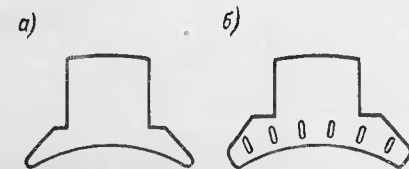


Рис. 2. Форма полюсов машин постоянного тока.



Рис. 3. Форма регулировочных подкладок под полюсы.

У машин постоянного тока, обмотки которых питаются пульсирующим током от управляемых вентилях, вся магнитная цепь делается из листовой стали, т. е. не только ротор, но и полюсы и ярмо станины; этим уменьшаются потери в стали, а также постоянная времени обмотки возбуждения.

У очень малых электродвигателей, так называемых универсальных двигателей, которые изготавливаются как для постоянного, так и для переменного тока, полюсы штампуются вместе с ярмом в виде единого целого (рис. 4), благодаря чему конструкция машины очень упрощается.

Число полюсов машины зависит от мощности и скорости вращения. Только очень малые машины (менее 1 кВт) выполняются с двумя полюсами; средние машины изготавливаются с четырьмя полюсами, а крупные машины — с еще большим числом полюсов. При выборе числа полюсов следует учитывать, что сечение ярма с увеличением числа полюсов уменьшается, а стоимость машины повышается. Оптимальные числа полюсов были установлены исходя из накопленного практического опыта.

Наряду с главными полюсами на ярме устанавливаются также и добавочные полюсы. Эти полюсы не участвуют в создании вращающего момента. Их задача заключается в облегчении коммутации. Они значительно меньше главных полюсов и выполняются обычно из сплошной ковкой стали. Воздушный зазор этих полюсов, как правило, больше, чем у главных полюсов, для того, чтобы обеспечивалась прямолинейная характеристика намагничивания. Здесь также обязательно применение регулировочных подкладок.

Катушки главных и добавочных полюсов наматываются обычно на специальные катушечные каркасы, которые затем насаживаются

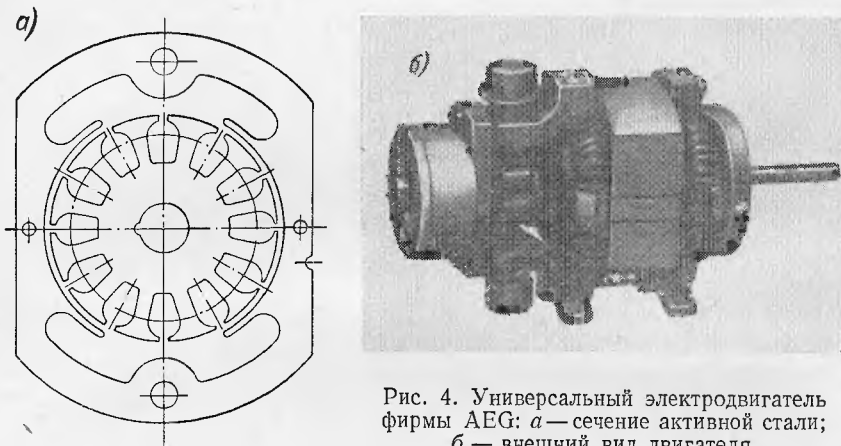


Рис. 4. Универсальный электродвигатель фирмы AEG: а — сечение активной стали; б — внешний вид двигателя.

на полюсы. Для крепления между полюсом и каркасом катушки вставляются небольшие деревянные клинья или прессшпановые полоски. В крупных электродвигателях применяются также и пружинящие кольца (выпуклые прокладочные шайбы), которые прижимают катушки к ярму или к полюсным башмакам.

У очень малых машин катушки наматываются без каркаса. При этом для придания им необходимой жесткости они обматываются лентой. В случае малых катушек никаких особых мер для крепления не требуется, так как они сидят на полюсах достаточно плотно.

Катушки без каркасов часто применяются для тяговых двигателей, так как последние имеют очень малое междуполюсное пространство. Эти катушки удерживаются на месте с помощью крепких пружинных колец. Электрические соединения осуществляются в небольших машинах с помощью пайки, а в более крупных машинах посредством винтов.

Особую конструкцию имеет компенсационная обмотка, служащая для компенсации реакции якоря. Ввиду того, что эта обмотка должна быть распределенной, она укладывается в пазы. Укладка и крепление этой обмотки требуют особой тщательности. Компенсационная обмотка значительно удорожает машину,

вследствие чего ее применение ограничивается лишь редкими случаями.

Очень важной частью машины постоянного тока является ротор или якорь. Он состоит из пакетов листовой стали, запрессованных на роторном венце или, в малых машинах, непосредственно на валу, из обмотки, коллектора и вала. Ввиду того, что якорь подвергается переменному или, точнее говоря, вращающемуся намагничиванию, он должен обязательно иметь шихтованное исполнение. Частота перемагничивания, как правило, ниже 50 гц. Потери в стали не очень велики, и поэтому обычно применяется электротехническая листовая сталь толщиной 0,5 мм (удельные потери 3,5 вт/кг).

Необходимая форма придается листам посредством штамповки. Для малых машин все сечение изготавливается из одного целого листа, в то время как для крупных машин требуется изготовление из отдельных сегментов. Крепление пакетов стали на валу является весьма разнообразным — от непосредственной запрессовки до сложного крепления посредством ласточкина хвоста. При этом решающее значение имеет диаметр и скорость вращения якоря. Каждая из фирм-изготовителей придерживается своих испытанных на практике конструкций, и поэтому описать все существующие конструкции здесь невозможно.

С целью улучшения условий охлаждения якорь подразделяется на всей длине на отдельные пакеты шириной приблизительно от 6 до 10 см. Через оставляемые между ними каналы проходит охлаждающий воздух. Каналы образуются с помощью распорок. Для того чтобы лучше сохранялась форма конструкций, крайние листы пакетов выполняются утолщенными (1 мм). Нажимные фланцы, которые стягивают весь якорь в целом, служат в малых и средних машинах одновременно держателями лобовых частей обмотки. В крупных машинах в большинстве случаев применяются особые обмоткодержатели. Крепление якоря на валу также бывает различным в зависимости от величины машины.

Для того чтобы сделать действие обмотки якоря независимым от положения якоря (относительно магнитов), она выполняется в виде распределенной обмотки. Отдельные катушки наматываются на шаблонах вне машины и затем закладываются в пазы. Крепление обмотки производится в небольших машинах посредством стальных бандажей, а в более крупных машинах — с помощью клиньев. Бандажи дешевы, но вызывают добавочные потери. Лишь в малых двухполюсных машинах обмотка наматывается непосредственно на якорь вручную или с помощью намоточного станка. Для этих машин бандажи, как правило, не требуются, и обмотка крепится в пазах посредством клиньев. Пазы выполняются, за исключением пазов самых малых машин, в виде открытых. Такая конструктивная форма позволяет производить закладку шаблонных обмоток. Добавочные потери, а также фиктивное увеличение воздушного зазора вследствие сильной зубцовой пульсации поля играют

здесь незначительную роль, так как в большинстве случаев воздушный зазор может выбираться достаточно большим, чтобы подавлялись эти явления. Лишь в очень малых машинах фиктивное увеличение воздушного зазора может оказывать отрицательное влияние вследствие увеличения потребной намагничивающей силы возбуждения. Поэтому здесь успешно применяются полузакрытые пазы, тем более, что в этом случае затруднения в отношении укладки обмотки отпадают.

Кроме якоря, на том же валу находится коллектор. Он выполняет важную задачу отвода или подвода тока к обмотке якоря, причем это осуществляется таким образом, чтобы обмотка создавала неподвижную в пространстве линейную токовую нагрузку, т. е. чтобы обмотка имела независимо от вращения якоря пространственно неподвижную ось.

Коллектор состоит из отдельных пластин, изолированных друг от друга, и от корпуса машины. Эти пластины соединены с соответствующими концами обмотки якоря. Поэтому коллектор должен быть механически жестко связан с якорем. Однако сами соединения должны обладать известной эластичностью для того, чтобы они могли компенсировать неизбежные вследствие нагрева или изгиба вала удлинения. Скорости вращения, с которыми в большинстве случаев работают электродвигатели, никаких особых затруднений не вызывают, и коллекторы выполняются почти без исключения в виде обычных конструкций с ласточкиными хвостами. Снабженные этими ласточкиными хвостами пластины сжимаются и крепятся в осевом направлении двумя нажимными конусами.

Для изоляции пластин применяется высококачественный миканит с небольшим содержанием связующих.

Для того чтобы получить жесткую систему, коллектор подвергается специальной обработке. За последнее время в особых случаях (например, для тяговых двигателей) успешно применяется метод искусственного старения, или «формовки». Для этой цели нагретый до высокой температуры коллектор в течение нескольких суток вращается с большой скоростью, так что любые возможные деформации происходят уже во время этого процесса. Затем коллектор обтачивается. Миканитовая изоляция между пластинами продоразивается приблизительно на глубину 1 мм от поверхности для предотвращения последующего выступания изоляции при срабатывании меди коллектора. Коллектор должен быть абсолютно круглым, так как малейшие неравномерности заставляют вибрировать щетки и вызывают под последними заметное искрение. Это искрение имеет следствием как нагрев, так и сильный износ коллектора.

Небольшие коллекторы начали выполняться за последнее время из синтетических смол с запрессованными в них пластинами. В качестве материала для пластин служит твердотяннутая медь.

Ток подводится к коллектору и отводится от него через щетки. Последние являются очень важными деталями машины, так как они оказывают решающее влияние на ее коммутацию. Поэтому качество щеток играет чрезвычайно большую роль. Фирмы-изготовители предлагают большой выбор различных сортов щеток с точным указанием их областей применения. Чем тяжелее коммутация, тем тверже обычно выбираются щетки. С точки зрения механической конструкции различаются щетки с арматурой

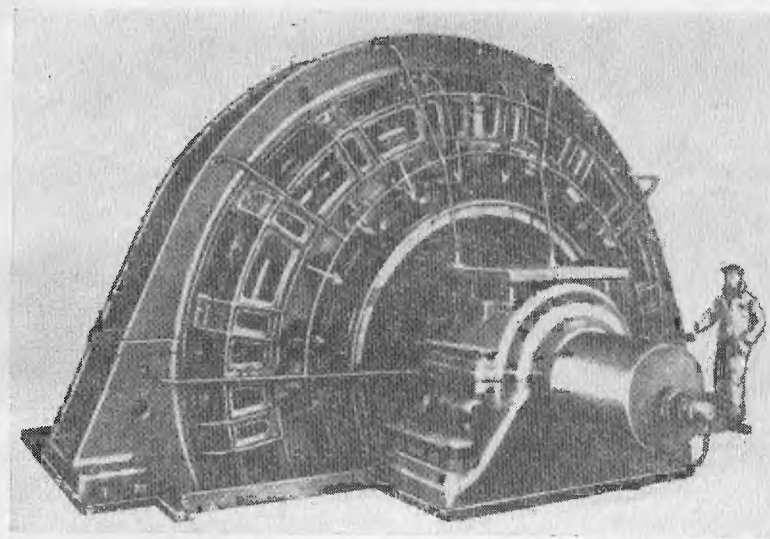


Рис. 5. Крупная машина постоянного тока фирмы ASEA.

(токоподводящими канатиками) или без нее. Первые обеспечивают лучший подвод тока, но они дороже. До сих пор применялись в основном такие щетки. Однако за последнее время хорошо зарекомендовали себя также и щетки без арматуры. Для большого числа электродвигателей с быстрым износом щеток (например, тяговых двигателей) выбор щеток с арматурой или без арматуры имеет важное значение. Размеры щеток нормализованы.

Щетки устанавливаются в щеткодержателях, которые прижимают их с равномерным давлением к поверхности коллектора. Для электродвигателей применяются исключительно радиальные щеткодержатели ввиду того, что они могут работать, как правило, в обоих направлениях вращения. Щеткодержатели монтируются на изолированных от остальных деталей болтах, которые в свою очередь крепятся на щеточной траверсе. Число щеточных пальцев обычно равно числу полюсов. Щеточная траверса должна быть подвижной, чтобы ее можно было устанавливать

в нужное положение. На электродвигателях щетки устанавливаются исключительно в нейтральном положении, так как они должны работать в обоих направлениях вращения. Лишь у очень малых машин щетки крепятся неподвижно.

Малые и средние машины мощностью до 200 квт выполняются с подшипниковыми щитами, которые центруются и крепятся к станине (рис. 1). Крупные машины оборудуются подшипниками на стойках (рис. 5). Стойки монтируются вместе со станиной на общей фундаментной плите.

Для отвода выделяющегося тепла все машины снабжаются в настоящее время вентиляторами. Вентилятор расположен либо внутри машины (у защищенных конструкций), либо снаружи (у машин с наружным обдувом). Наконец, в особых случаях может применяться постороннее охлаждение, при котором воздух подается отдельным вентилятором с собственным двигателем.

Большинство электродвигателей выполняется с валом. Лишь крупные, тихоходные двигатели поставляются иногда без собственного вала. В этом случае они насаживаются на вал приводимого или рабочего механизма. При этом коллектор и якорь должны представлять собой единое целое, что достигается путем применения общей втулки или общей якорной звезды. Малые и средние электродвигатели поставляются обычно со свободно выступающим концом вала, на который затем можно насаживать как муфту, так и ременный шкив. Размеры выступающих концов и высота центра вала стандартизованы.

3. СИНХРОННЫЕ МАШИНЫ

Синхронная машина существенно отличается по конструкции от машины постоянного тока (рис. 6). За исключением самых малых машин, якорь здесь неподвижен и поэтому называется статором; полюсы вместе с ярмом, напротив, вращаются. Ввиду того, что полюсы располагаются теперь внутри рашочки статора, эти машины называются машинами с внутренними полюсами. Такая взаимная замена местами между якорем и полюсами дает целый ряд преимуществ. Рабочая обмотка здесь неподвижна в пространстве и поэтому она может изолироваться таким образом, что будет надежна в эксплуатации при высоких напряжениях. Кроме того, рабочий ток отводится непосредственно от обмотки без помощи контактных колец. Правда, полюсы должны возбуждаться постоянным током через контактные кольца, однако мощность возбуждения невелика, и ее подвод, как правило, никаких трудностей не вызывает.

Активная сталь статора синхронной машины подвергается переменному и вращающемуся намагничиванию с частотой сети. Ввиду этого статор должен набираться из отдельных листов. Сегменты активной стали закладываются в станину и сжимаются

в осевом направлении нажимными плитами. Благодаря этому они удерживаются в нужном положении как относительно друг друга, так и по отношению к станине. Поскольку статор не вращается, такое крепление является часто достаточным. В крупных машинах обычно применяется дополнительное крепление посредством ласточкиных хвостов. Пазы выполняются, как правило, открытыми; благодаря этому возможна укладка шаблонной обмотки.

Статор синхронной машины, кроме активной стали, содержит конструктивные части станины. Раньше станина изготавливалась из чугуна; в настоящее время в основном применяются сварные конструкции из стального проката. Такие конструкции значительно легче и, как правило, на их изготовление затрачивается меньше времени. Для крепления обмотки на нажимных плитах, которые сжимают пакеты активной стали в осевом направлении, предусматриваются различные опорные конструкции. В пазах обмотка крепится посредством деревянных пазовых клиньев. Сама обмотка выполняется за последнее время в большинстве случаев в виде двухслойной с укороченным шагом. Такая обмотка имеет меньшие добавочные потери и лучшие условия охлаждения.

Ротор или индуктор состоит из ярма с насаженными на него полюсами. При большом числе полюсов их венец служит одновременно ярмом. При малом числе полюсов ($p = 3-4$) венец становится небольшим, так что его функции может выполнить простая ступица или сам вал. Звезда ротора изготавливается из литой или катаной стали. Полюсы выполняются либо целиком из листовой стали, либо, если они массивные, с шихтованными башмаками. Эти меры необходимы для предотвращения потерь от зубцовой пульсации магнитного потока. При соответствующем выборе величины воздушного зазора и отверстий пазов могут применяться также и массивные полюсные башмаки. Однако добавочные потери в них больше, чем в шихтованных полюсных башмаках (см. § 6 гл. 9). Форма полюсных башмаков играет существенную роль.

Воздушный зазор под полюсами выполняется таким образом, чтобы магнитная индукция имела по возможности синусоидальный характер. Поэтому воздушный зазор под серединой полюса,

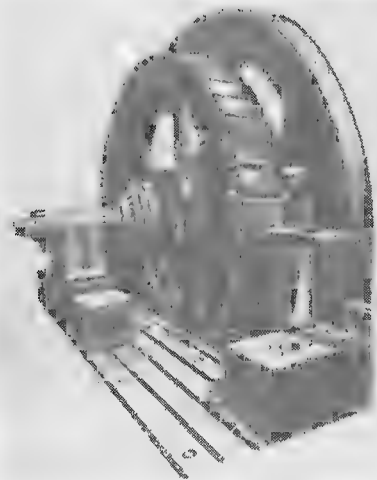


Рис. 6. Ротор синхронной машины фирмы ВВС.

как правило, меньше, чем под его краями. Регулировочные подкладки для обеспечения требуемой величины воздушного зазора в синхронных машинах обычно не применяются. Синхронные машины менее чувствительны к неточностям размеров воздушного зазора, чем машины постоянного тока. В то время как у машин постоянного тока неверно установленный зазор может приводить к значительным отклонениям скорости вращения, у синхронных машин в этом случае наблюдается лишь изменение тока возбуждения.

Крепление полюсов к ярму осуществляется при небольших окружных скоростях посредством болтов, а при высоких скоростях — с помощью ласточкиных хвостов. Полюсы синхронных машин обычно несут на себе также и демперную обмотку, которая выполняется, как правило, в виде клетки. При этом в каждом полюсе имеется полюсная клетка; после монтажа всех полюсов их клетки объединяются с помощью междуполюсных соединений в единую клетку. Междуполюсные демперные соединения делаются обычно болтовыми, чтобы облегчить установку и снятие полюсов.

Обмотка ротора выполняется в случае небольших полюсов из медной проволоки, а в машинах с более крупными полюсами — из голый ленточной меди, намотанной на ребро.

Креплению катушек на сердечниках полюсов должно уделяться особое внимание. Катушки проверяются под высоким давлением на витковое замыкание и затем насаживаются на сердечники. Для того чтобы предотвратить последующий сдвиг катушек, они насаживаются абсолютно плотно; зазоры в радиальном направлении устраняются с помощью прокладочных шайб, которые выполняются часто пружинящими. Иногда между полюсами дополнительно предусматриваются распорки.

Частота переменного тока определяется в случае синхронных машин числом полюсов $2p$ и скоростью вращения n (об/мин) по следующей зависимости:

$$f = np/60 \text{ [гц]}. \quad (1)$$

Эта частота обусловлена во всех странах специальными нормами. В Европе применяется частота 50 гц, а в США 60 гц. На электрифицированных железных дорогах в Европе принята также частота $16\frac{2}{3}$ гц, в то время как на самолетах часто применяют 400 гц. Для специальных целей используются также и более высокие частоты. Так, например, электрические печи и закалочные установки работают с частотами до 10 кгц.

В зависимости от конструкции приводной машины скорость генератора (или двигателя) можно варьировать в больших пределах. Гидрогенераторы являются, как правило, тихоходными машинами со скоростями вращения от 60 до 300 об/мин, в то время как приводимые паровыми турбинами турбогенераторы в большинстве случаев работают с 3000 об/мин (при 50 гц). Конструкции

этих двух видов машин сильно отличаются друг от друга. Тихоходные машины, которые были описаны выше, выполняются, как правило, с явно выраженными полюсами. При больших мощностях, ввиду больших размеров, здесь возникают весьма значительные нагрузки на полюсы и ярмо. Это привело к разработке различных конструкций с креплением полюсов посредством ласточкиных хвостов или гребенчатых соединений (см. рис. 179 и 176).

Ввиду условий транспортировки статоры и роторы крупных машин должны выполняться разъемными. Разъемная конструкция статора обычно никаких затруднений не вызывает, в то время как

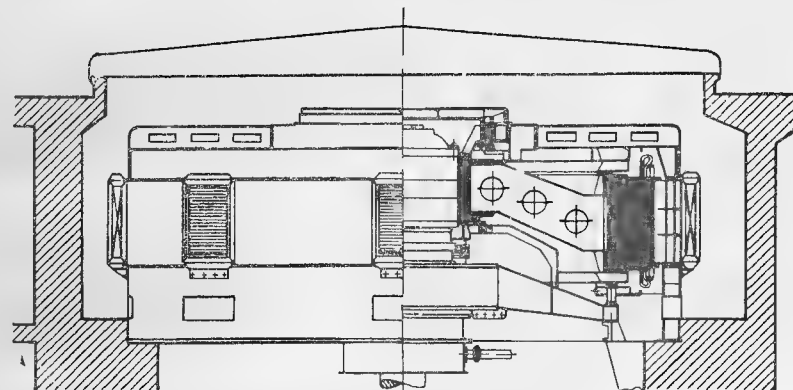


Рис. 7. Крупная вертикальная синхронная машина зонтичной конструкции фирмы Elin.

ярмо ротора, с учетом центробежных сил, часто сделать разъемным нельзя. За последнее время для таких машин была разработана специальная конструкция, которая известна под названием «цепной ротор». У таких роторов ярмо выполняется из отдельных перекрывающих друг друга стальных сегментов толщиной от 2 до 3 мм, которые соединяются между собой посредством стальных болтов. Сборка сегментов производится на месте установки машины. Ввиду большого количества сегментов внутренние погрешности практически исключаются и конструкция имеет такую высокую надежность, что разгонные испытания на разнос обычно не производятся.

На рис. 6 показан ротор синхронной машины средней мощности. Верхняя часть статора удалена. Хорошо видны явно выраженные полюсы с демперной обмоткой. Ротор смонтирован вместе с маховым колесом.

На рис. 7 изображено сечение крупного вертикального синхронного генератора, который также имеет явно выраженные полюсы. Следует обратить внимание на вертикальный подшипник и его крепление. Большие осевые усилия в вертикальных генераторах, величины которых могут достигать 1500 Т, требуют

принятия особых конструктивных мер. Эти усилия возникают как вследствие веса ротора, так и вследствие реакции воды в турбине. Раньше обычно монтировали упорный подшипник (подпятник) на балке, расположенной над ротором, и направляющий подшипник — под машиной. В последнее время под ротором стали устанавливать комбинированный упорно-направляющий подшипник. Для того чтобы лучше воспринимались горизонтальные усилия и для повышения механической устойчивости, этот подшипник должен располагаться как можно ближе к диаметральной плоскости пакетов активной стали. Это достигается путем придания индуктору выгнутой формы по типу дождевого зонта. Поэтому такая конструкция называется *зонтичной*. Она позволяет значительно уменьшить высоту генератора.

Совершенно иной является конструкция быстроходных синхронных машин, так называемых *турбомашин*, из которых наибольшее значение приобрели турбогенераторы. Для уменьшения потерь от трения ротора о воздух и по условиям крепления роторной обмотки роторы этих машин выполняются исключительно в виде цилиндрических (неявнополюсных). Обмотка ротора размещается в пазах и крепится против воздействия центробежных сил металлическими клиньями в пазах и бандажами на лобовых частях обмотки. Как для клиньев, так и для бандажей применяются высококачественные немагнитные материалы. Вся конструкция машины выполняется так, чтобы наилучшим образом обеспечивалось сопротивление действию центробежных сил.

Другую трудность в турбомашинах представляет отведение потерь, так как здесь в относительно малом пространственном объеме развиваются весьма значительные потери. Особенно благоприятные условия для отведения потерь были созданы при применении водорода в качестве охлаждающей среды, так как одновременно с повышением теплоотдачи водород снижает потери от трения ротора о среду. Наиболее хорошие результаты достигаются при повышенном давлении водорода, приблизительно до 2 кг/см^2 . Однако это предъявляет особые требования к уплотнению вала со стороны турбины.

Уплотнение вала осуществляется при помощи масляной пленки, причем давление масла должно быть выше, чем давление водорода.

Непрерывное повышение мощности турбогенераторов вызвало применение непосредственного охлаждения обмоток. Стержни обмотки выполняются из элементарных проводников трубчатого сечения, по которым пропускается сжатый водород или вода (реже масло) — см. рис. 8. В настоящее время непосредственное охлаждение водородом повышенного давления (до 4 атм) статорной и роторной обмотки, а также водяное охлаждение статорной обмотки вполне освоено. Водяное охлаждение роторной обмотки находится еще в стадии испытаний.

Подвод тока к роторной обмотке осуществляется через два контактных кольца, которые выполняются обычно из железа или стали. Щетки, как правило, содержат бронзу, благодаря чему обеспечивается малое падение напряжения.

Необходимый для питания обмотки возбуждения постоянный ток подается от возбудителя, который обычно пристраивается к синхронной машине. В случае очень тихоходных машин возбудитель приводится от главной машины с повышенной скоростью вращения через тексронную или зубчатую передачу. За последнее время ток возбуждения часто получают от отдельно установленного преобразователя (переменно-постоянного тока).

Иногда у больших турбогенераторов возбудитель соединяется с генератором при помощи редуктора (зубчатой передачи), понижающего скорость вращения (примерно до 750 об/мин), чтобы облегчить коммутацию машины.

Помимо главного возбудителя, который питает обмотку возбуждения генератора, применяется вспомогательный возбудитель для питания обмотки возбуждения главного возбудителя.

Управление и регулировка машины осуществляются в цепи возбуждения вспомогательного возбудителя, что выгодно отражается на размерах аппаратов.

В последнее время вместо машинных возбудителей применяют с успехом вентили — ртутные, а также полупроводниковые (кремниевые). Последние находятся в стадии бурного развития, и невозможно указать, где этот процесс остановится.

При применении вентиля мощность возбуждения обеспечивается возбудителем переменного тока, соединенного непосредственно с валом генератора, благодаря чему коммутационные затруднения отсутствуют. Из-за конструктивных и регулировочных преимуществ частота возбудителя переменного тока выбирается выше, чем частота сети, а именно от 150 до 400 *гц*.

Особый интерес представляют попытки заменить возбудитель особой вспомогательной обмоткой в статоре, которая использует

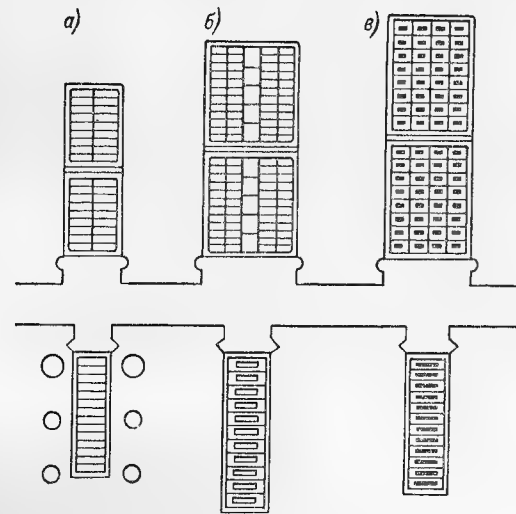


Рис. 8. Турбогенератор фирмы BBC: а — с косвенным охлаждением; б — с непосредственным охлаждением водородом; в — то же, водой.

поле высшего порядка, главным образом третьего, в воздушном зазоре.

Если возбуждающая мощность подается от статических вентилей, то она должна быть передана ротору через контактные кольца. При больших мощностях эти кольца являются слабым узлом машины, поэтому в последнее время сделаны опыты с полным упразднением колец. Возбудитель переменного тока выполняется в этом случае с неподвижными полюсами, а якорная обмотка вращается. Получаемый в ней переменный ток преобразовывается в постоянный при помощи встроенных в якорь вращающихся кремниевых вентилей.

Небольшие генераторы переменного тока мощностью до 50 *кв*а состоят нередко из таких же конструктивных элементов, как и машины постоянного тока. В этих машинах предусматриваются неподвижные полюсы и вращающийся якорь. Энергия отдается в сеть через два или четыре контактных кольца (у одно- или трехфазных машин). Было установлено, что конструкция с вращающимися полюсами при малых мощностях оказывается более крупной и дорогой, чем конструкция с внешними полюсами.

Для специальных целей при малых мощностях за последнее время стали применяться синхронные генераторы с постоянными магнитами. Эти машины особенно надежны в эксплуатации, так как цепь возбуждения у них отсутствует. С другой стороны, при этом напряжение регулируется плохо и эти генераторы могут удовлетворительно работать только при постоянной нагрузке. Они применяются, например, для передачи сигналов или команд в системах управления. По конструкции эти машины лишь очень незначительно отличаются от обычных синхронных машин малой мощности. Их полюсные сердечники выполняются из специального магнитного материала.

Особую конструкцию имеют высокочастотные синхронные генераторы. Обычные синхронные машины с явно выраженными полюсами могут экономично изготавливаться только при частотах до 1000 *гц*. При более высоких частотах согласно уравнению (1) необходимо увеличить как число полюсов, так и скорость вращения. Поэтому получается очень малое полюсное деление, которое с учетом необходимости размещения обмотки возбуждения практически неосуществимо. С другой стороны, условия крепления обмотки ротора ограничивают повышение скорости вращения. Поэтому для частот от 1 до 10 *кгц* была внедрена другая конструкция — так называемый индукторный генератор. Обмотка возбуждения устанавливается здесь не на роторе, а вместе с якорной обмоткой на статоре. Ротор не несет вообще никакой обмотки и имеет только полюсы, которые выполняются в виде зубцов. Величина магнитной проводимости под зубцом статора меняется в зависимости от его положения относительно зубцов ротора. Она имеет наибольшее значение тогда, когда оси зубцов статора и ротора совпадают между собой. При возбуждении по-

стоянным током поток зубцов статора будет пульсировать с такой же частотой, что и проводимость, а именно с частотой

$$f = nN_2/60 \text{ [гц]}, \quad (2)$$

где N_2 — число пазов ротора.

Якорная обмотка *b* охватывает каждый второй статорный зубец, а обмотка возбуждения *a* может располагаться либо аксиально, т. е. concentрично с осью машины (рис. 9, *a*), либо радиально, т. е. аналогично ее расположению в машинах постоянного тока

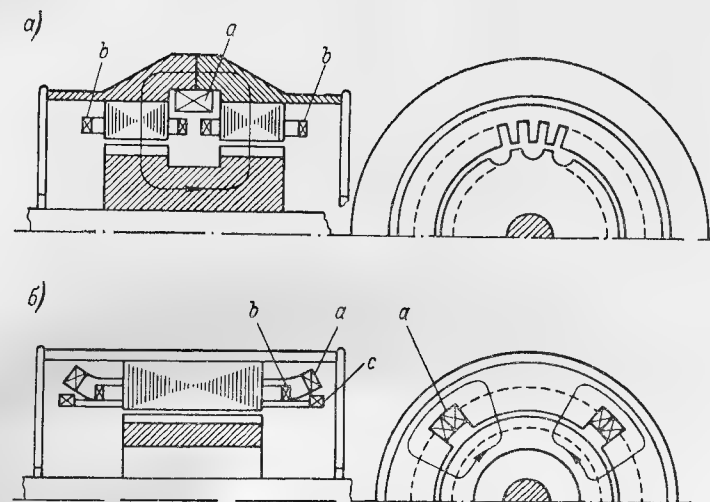


Рис. 9, *a* и *б*. Расположение обмоток в машине индукторного типа.

(рис. 9, *б*). В последней конструкции имеется также и демпферная обмотка *c*, задачей которой является подавление колебаний потока в ярме.

Пазовое деление ротора может быть равно статорному или же в два раза больше. В последнем случае уменьшается влияние открытые пазы статора на пульсацию магнитного потока ротора. У первого вида, однополюсного возбуждения, полный поток практически не пульсирует, если не рассматривать влияние открытого паза в статоре. Ротор можно поэтому делать из массивной стали. У второго вида, многополюсного возбуждения, возможна пульсация всего магнитного потока. Ротор выполняется поэтому из листовой стали и в статоре укладывают демпферную обмотку *c*, назначение которой уменьшить пульсацию полного магнитного потока.

Число пазов ротора выбирается вдвое меньшим, чем число пазов статора, так как благодаря этому достигаются, с одной стороны, большие колебания проводимости, а с другой стороны, меньшие колебания потока в ярме. Индукторные машины имеют, как

правило, малый воздушный зазор (приблизительно 0,5 мм), малое пазовое деление в статоре (примерно 5 мм) и небольшие размеры пазов (диаметр около 3 мм). Ввиду того, что эти машины наряду с полезным переменным потоком имеют еще большой неиспользуемый постоянный поток, их размеры значительно больше размеров обычных синхронных машин.

На рис. 10 показаны отдельные части машины индукторного типа.



Рис. 10. Статор и ротор машины индукторного типа фирмы ASEA.

Машины малых и средних машин выполняются литыми, а для крупных машин — в основном в виде сварных конструкций. Особенностью конструкции как статора, так и ротора является их разъемное исполнение, необходимое по транспортновым или технологическим причинам.

Обмотка статора выполняется в настоящее время как в виде обычной двухъярусной обмотки, так и в виде двухслойной обмотки с укороченным шагом. Оба эти типа обмоток имеют известные

4. АСИНХРОННЫЕ МАШИНЫ

В асинхронных машинах как статор, так и ротор подвергаются переменному и вращающемуся намагничиванию. Активные стальные части статора и ротора должны изготавливаться из листового материала и скрепляться с помощью специальных механических конструкций (рис. 11).

Статор по конструкции не отличается от статора синхронной машины. Лишь пазы асинхронных машин выполняются обычно полукруглыми для того, чтобы можно было выдерживать малый ток возбуждения. Ввиду малого воздушного зазора эти машины очень чувствительны к ослаблению поля под пазами и к фиктивному увеличению воздушного зазора. Ста-

тины малых и средних машин выполняются литыми, а для крупных машин — в основном в виде сварных конструкций. Особенностью конструкции как статора, так и ротора является их разъемное исполнение, необходимое по транспортновым или технологическим причинам.

Обмотка статора выполняется в настоящее время как в виде обычной двухъярусной обмотки, так и в виде двухслойной обмотки с укороченным шагом. Оба эти типа обмоток имеют известные



Рис. 11. Отдельные части асинхронного двигателя с фазным ротором фирмы SSW.

саживается затем втулку на вал с нарезанными на нем зубьями и приваривается в нескольких местах. В более крупных машинах для охлаждения предусматриваются выемки (каналы) по валу, так что пакеты стали прилегают к валу только в отдельных местах. Еще более крупные машины выполняются со ступицей, а самые крупные — с венцом и звездой. Особое внимание уделяется всегда действию центробежных сил. Листы активной стали выполняются обычно с выемками в виде ласточкиных хвостов и насаживаются на соответствующие призонные ребра (пригонные клинья). Последние часто дополнительно подтягиваются для того, чтобы обеспечить плотное прилегание листов активной стали к венцу.

Обмотка ротора выполняется в виде двух принципиально различных конструкций, а именно в виде короткозамкнутой или фазной обмотки. Первая из них выполняется, за исключением некоторых особых конструкций, в виде клетки. В пазы закладываются стержни, которые затем с обоих концов припаиваются твердым припоем или привариваются к короткозамыкающим кольцам.

Только небольшие двигатели мощностью ниже 10 кв имеют простую клетку без вытеснения тока. Большие двигатели, как правило, снабжаются клеткой с вытеснением тока, т. е. ее стержни

получают такую форму, что во время пуска ток вытесняется к наружной стороне стержня. Этим достигается временное увеличение сопротивления стержня во время пуска, отчего пусковые свойства двигателя улучшаются. Наибольшее распространение получили клетки с высоким (глубоким) стержнем и двойные клетки. Двойная клетка, как указывает ее название, имеет две разделенные клетки (рис. 12).

Они имеют отдельные кольца, так как стержни нагреваются в разной мере и подвергаются поэтому различному удлинению. При еще больших мощностях и тяжелом запуске иногда встраиваются упругие компенсационные элементы для того, чтобы расширение колец не могло вызывать изгиба стержней.

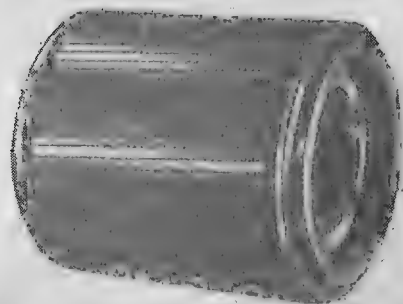


Рис. 12. Ротор крупного короткозамкнутого двигателя с двойной беличьей клеткой фирмы Heemaf.

ку, которая присоединяется к трем контактным кольцам. В малых машинах применяется круглая проволока, причем обмотка выполняется в виде обычной двухплоскостной. Средние и крупные машины изготавливаются с двухслойными обмотками, по возможности только с двумя стержнями в пазу. Эта обмотка обеспечивает лучшее использование пазов.

Электродвигатели с контактными кольцами изготавливаются либо с постоянно прилегающими, либо с поднимающимися щетками. Первые из них предназначены для регулирования скорости вращения, причем число и размеры щеток рассчитываются на длительную нагрузку. Машины без регулирования скорости вращения снабжаются поднимающимися щетками для того, чтобы избежать потерь и износа щеток. Число и размеры этих щеток меньше, так как они нагружаются лишь кратковременно. Применяются бронзосодержащие щетки.

Почти все машины снабжаются вентилятором для интенсификации охлаждения. Вентилятор выполняется в большинстве случаев в виде центробежного, который прогоняет воздух через машину в осевом направлении. Только крупные, быстроходные ма-

шины выполняются с осевыми вентиляторами, лопасти которых крепятся на ступицах ротора с обеих его сторон. Мощные тихоходные машины, как правило, вентиляторов не имеют, так как ввиду их больших размеров они способны без каких-либо особых мер отводить тепловые потери.

5. КОЛЛЕКТОРНЫЕ ДВИГАТЕЛИ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА

Эти электродвигатели имеют, так же как и асинхронные машины, статор и ротор с шихтованной сталью. По механической конструкции статор соответствует статору асинхронного двигателя,

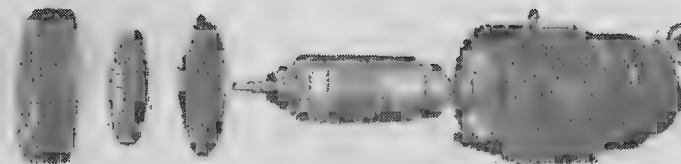


Рис. 13. Конструктивные элементы трехфазного электродвигателя параллельного возбуждения фирмы MFO, питаемого со стороны ротора.

а ротор — якорю машины постоянного тока. Однако в статоре и роторе часто предусматривается несколько обмоток.

Большое количество соединений между различными обмотками придаст обмотке в целом сложный внешний вид. Станина отличается по форме от станины асинхронного двигателя, так как для коллекторного двигателя характерно наличие относительно большого коллектора с устройством для перемещения щеток, а во многих случаях имеется также и промежуточный трансформатор (рис. 13 и 14).

Коллектор является у этих двигателей очень существенной и очень большой по размерам частью. Его размеры значительно больше, чем у машин постоянного тока.

С целью регулирования скорости вращения щетки выполняются часто подвижными. Это достигается с помощью поворотных щеточных траверс.



Рис. 14. Трехфазный электродвигатель параллельного возбуждения с аппаратом управления фирмы EMF—Dordt, питаемый со стороны статора.

Часто применяется двойной комплект щеток, причем каждый из двух комплектов устанавливается на отдельной щеточной траверсе. При этом обе траверсы одновременно перемещаются в противоположных направлениях. Перемещение может производиться вручную или с помощью серводвигателя через зубчатую передачу. Число щеток значительно больше, чем у машин постоянного тока.

Большую роль играет качество щеток. Применяются, как правило, твердые щетки, так как здесь имеют место очень тяжелые условия коммутации.

6. ТРАНСФОРМАТОРЫ

Трансформаторы не имеют вращающихся частей и поэтому относятся не к электрическим машинам, а к аппаратам. Их задачей является преобразование электрического тока с одного напряжения на другое. Поэтому их называют силовыми трансформаторами, а при малых мощностях — трансформаторами тока или напряжения. Последнее наименование применяется преимущественно в измерительной технике.

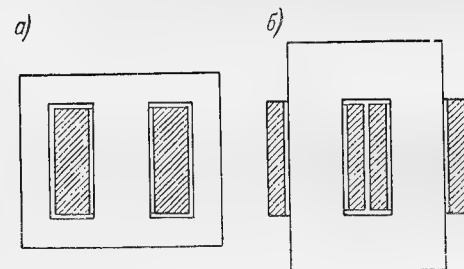


Рис. 15. Однофазный броневой трансформатор (а) и стержневой трансформатор (б).

В конструктивном отношении трансформатор состоит из одной, а при трехфазном токе — из нескольких магнитных цепей, сцепленных с одной или несколькими обмотками. Во всех этих обмотках индуцируется напряжение, которое приблизительно пропорционально числу витков обмотки. Применяемые к обмоткам наименования «первичная» и «вторичная» неверны, так как поток энергии движется, как правило, в обоих направлениях. Поэтому более правомерны принятые наименования «обмотка высшего напряжения» и «обмотка низшего напряжения».

С точки зрения расположения обмотки различают две конструкции: в броневом трансформаторе (рис. 15, а) магнитная цепь охватывает собой обмотки, в то время как в стержневом трансформаторе (рис. 15, б) обмотки являются частично открытыми.

Магнитная цепь трансформатора подвергается переменному намагничиванию. Поэтому она выполняется из листовой стали. Для уменьшения потерь в стали применяются высоколегированные стальные листы толщиной 0,35 мм с малыми удельными потерями. Для крупных трансформаторов за последнее время начали применять листовую сталь с ориентированной структурой. Только у самых малых трансформаторов магнитная цепь выполняется

из цельных листов. Обычно же цепь выполняется, с учетом размеров, а также монтажа обмотки, из нескольких штампованных частей. При сборке они образуют несколько соединительных стыков, которые выполняются теперь почти исключительно вперекрой. Листы сжимаются и крепятся с помощью немагнитных нажимных плит (в небольших трансформаторах часто применяются деревянные плитки). Окруженную обмоткой часть магнитной цепи называют сердечником или стержнем, а остальную часть — ярмом.

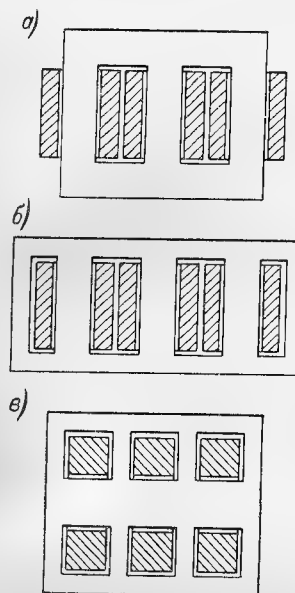


Рис. 16. Магнитная цепь трехфазного трансформатора при его исполнении в виде: а — трансформатора сердечникового типа; б — пятистержневого трансформатора; в — бронированного трансформатора.

При монтаже трансформатора сперва с сердечниками соединяется одно ярмо, затем на сердечники устанавливаются обмотки, и после этого монтируется второе ярмо. Трехфазный трансформатор имеет три сердечника. В очень больших трансформаторах, наряду с сердечниками с обмотками, иногда предусматриваются еще два сердечника без обмоток с вдвое меньшим сечением. Благодаря

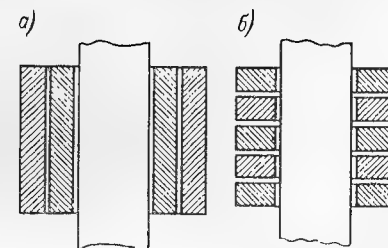


Рис. 17. Обмотки трансформатора: а — цилиндрическая; б — дисковая.

этому получается некоторый выигрыш в отношении конструктивной высоты, что очень важно с точки зрения транспортировки.

На рис. 16, а, б и в показаны различные конструкции магнитной цепи трехфазного трансформатора.

Различают два принципиально разных типа обмоток, а именно: цилиндрическую (рис. 17, а) и дисковую (рис. 17, б). В первом случае обе обмотки образуют концентрические цилиндры, а во втором случае обе обмотки состоят из нескольких дисков, которые относятся попеременно то к одной, то к другой обмотке. Цилиндрическая обмотка требует меньше места для изоляции, но имеет большее рассеяние, а вместе с тем и большее падение напряжения, чем дисковая обмотка.

До сих пор мы упоминали только две обмотки. Однако трансформатор может иметь также лишь одну обмотку или более двух обмоток. Трансформатор с одной обмоткой называют **автотрансформатором**; различные напряжения получают с помощью отпаяк от одной и той же обмотки. Как показывает название этого трансформатора, отпадает необходимость в других обмотках. Однако экономия обмоток бывает заметна только

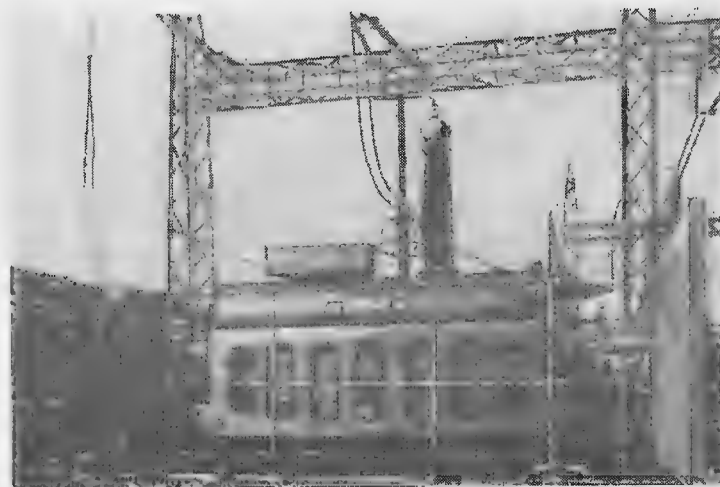


Рис. 18. Крупный трансформатор фирмы AEG с дополнительным охлаждением.

в том случае, когда напряжения не слишком сильно отличаются друг от друга. В качестве практического предела считается отношение 1 : 2.

Экономичная схема применяется еще в регулировочных трансформаторах, т. е. в трансформаторах, выходное напряжение которых должно регулироваться в известных границах по ступеням. В большинстве случаев отпайки предусматриваются на обмотке высшего напряжения. Многообмоточные трансформаторы дают на выходе несколько напряжений. Для каждого из них предусматривается отдельная обмотка. Наиболее распространены трансформаторы для трех напряжений, реже встречаются трансформаторы, рассчитанные на четыре напряжения.

Схема соединений отдельных фазных обмоток обуславливается назначением трансформатора. Различают схемы соединения обмоток **звездой**, **треугольником** и **зигзагом**. Для особых целей, например для преобразователей, применяются весьма сложные схемы.

Обмотки крупных трансформаторов подвергаются при коротких замыканиях действию очень больших усилий. Поэтому механическое крепление обмоток является очень важным вопросом и для его решения были разработаны многочисленные конструкции.

Магнитные сердечники и обмотки всех трансформаторов, за исключением самых малых, помещаются в масляных баках. Масло является не только отличным изолятором, но служит также хорошим теплоносителем. Тепло отводится из бака как радиацией, так и конвекцией. Для того чтобы улучшить отвод тепла, стенки бака изготавливаются из волнистой листовой стали или же устанавливаются боковые охладители. Чем крупнее трансформаторы, тем больше должны быть эти охладители. У очень больших трансформаторов самоохлаждение становится уже недостаточным, и поэтому приходится применять искусственное охлаждение.

Наряду с водяным охлаждением масла за последнее время начали применять также и воздушное охлаждение с помощью встроенных вентиляторов (рис. 18). Преимущество этого метода заключается в том, что вентиляторы могут включаться только при повышенных нагрузках.

Почти все трансформаторы имеют уравнильные баки (консерваторы), служащие для поддержания желательного уровня масла в трансформаторе независимо от его температуры.

7. МАГНИТНЫЕ УСИЛИТЕЛИ

Конструкция магнитного усилителя (трансдуктора) мало чем отличается от конструкции небольшого трансформатора. Однако его магнитная цепь выполняется из стали особого сорта для того, чтобы обеспечивалась желательная форма кривой намагничивания.

Наряду с выходной обмоткой, которая дает требуемую мощность, в усилителе имеется одна или несколько обмоток управления. По ним проходит постоянный ток, в то время как по выходной обмотке идет переменный ток с искаженной характеристикой.

Ввиду малых мощностей (максимально 50 *квт*) усилители имеют обычно воздушное охлаждение и реже — масляное охлаждение.

8. ФОРМЫ КОНСТРУКТИВНОГО ИСПОЛНЕНИЯ, ТИПЫ ЗАЩИТЫ И НОРМАЛИЗОВАННЫЕ ПАРАМЕТРЫ

Для того чтобы электрические машины могли лучше отвечать требованиям соответствующих рабочих механизмов, они выпускаются с различными формами конструктивного исполнения. Механические формы конструктивного исполнения электрических машин имеют типовые обозначения по DIN. Эти обозначения облегчают оформление заказов и предотвращают возможные недоразумения. К группе А относятся машины без подшипников, к группе В — машины со штифтовыми подшипниками, к группе С —

со щитовыми и стоячковыми подшипниками, к группе D — только со стоячковыми подшипниками исключительно горизонтального расположения, а группа V включает в себя вертикальные машины с направляющими подшипниками, подпятниками и щитовыми подшипниками.

Наиболее широко применяется форма конструктивного исполнения B3, а для крупных машин — D5 (рис. 19). Все остальные формы относятся к машинам специального назначения.

Наряду с формой конструктивного исполнения особое значение для заказчика имеет также и защищенность машины, так как

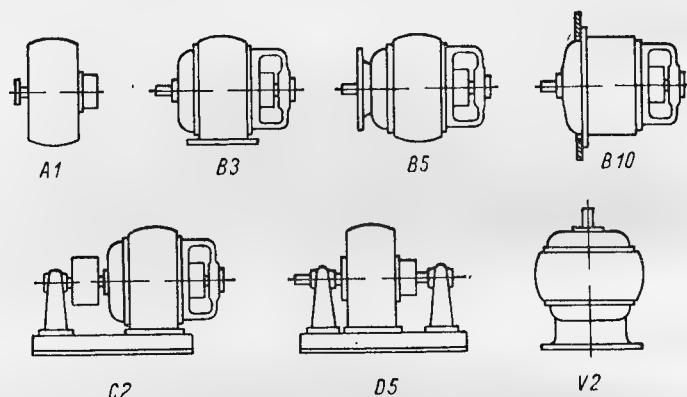


Рис. 19. Некоторые формы конструктивного исполнения электрических машин по DIN.

окружающая среда и условия эксплуатации часто требуют совершенно определенной защиты. В нормале DIN-VDE50 приведены данные о типах защищенности и их условные обозначения. Общим символом типа защищенности является буква P. К ней добавляют два цифровых знака, а иногда и строчные буквы для обозначения особых типов защищенности. Первая цифра характеризует защищенность от прикосновений и от попадания посторонних предметов, а вторая буква указывает на защищенность от проникновения воды.

В табл. 1 перечислены различные типы защищенности с соответствующими пояснениями и условными обозначениями. Если в машине одновременно применены два различных типа защищенности, то следующие за буквой P символы пишутся через косую черточку. Первая группа характеризует основную защищенность, а вторая группа — защищенность определенных частей машины.

При защите от капежа внутренние подвижные и токоведущие части защищаются от падающих вертикально капель воды, при защите от брызг воды они защищаются от падающих наискось капель или струй воды (вплоть до горизонтального направления), при защите от заливающей воды — против струй воды из любого направления, но без повышенного давления. Для малых и сред-

Таблица 1

Типы защищенности электрических машин и их условные обозначения

Защита от прикосновения к токоведущим частям	Защита от проникновения твердых посторонних тел и пыли	цифровой символ	Без защиты от воды	Защита от капежа	Защита от брызг воды (от дождя)	Защита от заливающей воды	Специальные конструкции
			0	1	2	3	
Без защиты от прикосновения	Без защиты от твердых тел	0	P00	P01			
Защита от случайного прикосновения	Защита от крупных твердых тел	1	P10	P11	P12		
	Защита от мелких твердых тел	2	P20	P21	P22	P23	
Защита против умышленного прикосновения	Защита против грубой пыли	3				P33	
Условные обозначения для специальных типов защиты	Защита от взрыва						Ex
	Защита от грозы						m

них машины наиболее распространенными являются типы защищенности P11 и P33.

По виду охлаждения и вентиляции различаются машины с самоохлаждением, в которых охлаждающий воздух приводится в движение вращающимися частями машины без помощи особого вентилятора, и машины с собственным охлаждением, в которых охлаждающий воздух движется с помощью установленного на роторе или приводимого от него вентилятора.

При постороннем охлаждении вентилятор приводится с помощью автономного двигателя. При водяном охлаждении машина охлаждается проточной водой. Наиболее широкое распространение для электродвигателей получило собственное охлаждение. Самоохлаждение используется только в крупных тихоходных машинах. Для малых, средних и крупных быстроходных машин собственное охлаждение оказывается недостаточным. Когда все же стремятся сохранить этот вид охлаждения, то, как правило,

приходится увеличивать размеры машины. В связи с этим неизбежно возрастает стоимость электродвигателя.

Вид охлаждения во многих отношениях зависит от защищенности двигателя. Машины с защищенностью от Р00 до Р33 могут, как правило, выполняться с обычным собственным охлаждением. Размеры и стоимость машины будут при этом небольшими. Для машин с защищенностью Р33 обычное собственное охлаждение применяться не может. Ввиду того, что самоохлаждение закрытой со всех сторон машины является очень незначительным, здесь приходится применять постороннее воздушное или водяное охлаждение для того, чтобы сохранить умеренные размеры машины. Для этого случая был разработан особый тип собственного охлаждения, который известен под наименованием «наружное охлаждение» (или обдуваемое исполнение) (рис. 20, а). Машина при этом является полностью закрытой, а установленный снаружи вентилятор прогоняет воздух вдоль поверхности ее корпуса. Для улучшения теплоотдачи на корпусе часто предусматриваются ребра. Размеры машины при таком виде охлаждения становятся больше, чем при собственном охлаждении (примерно от 50 до 100%), но далеко не настолько, как в случае обычных машин с самоохлаждением. По сравнению с посторонним воздушным и водяным охлаждением преимущество данного вида охлаждения заключается в отсутствии всех дополнительных устройств. Это преимущество оценивается в практических условиях очень высоко, вследствие чего обдуваемые электродвигатели получают широкое распространение; они изготавливаются на мощности от 0,5 до 400 л. с. Такая конструкция позволяет производить хорошую обдувку, и любое скопление пыли становится непосредственно видимым.

При мощностях свыше 400 л. с. отвод тепла через ребра корпуса уже недостаточен, и поэтому необходима установка воздухоохладителя. Наиболее совершенна в техническом отношении конструкция, в которой воздухоохладитель объединен с электродвигателем. Некоторые фирмы выполняют эту конструкцию в виде сварной (рис. 20, б). Воздух омывает изнутри полностью замкнутую систему круглых труб, расположенную по всей окружности машины. Находящийся под кожухом наружный вентилятор прогоняет воздух через охлаждающие трубы, причем он не соприкасается ни с одной из активных частей электродвигателя (в том числе и с обмотками). Благодаря этому внутренние полости двигателя не загрязняются и даже защищены от периодических химических воздействий. Для чистки охлаждающих труб, осуществляемой простым способом с помощью круглой щетки, кожух вентилятора, состоящий из двух частей и закрепленный на шарнирах, поворачивается в нужное положение или снимается. Такой электродвигатель имеет, следовательно, два вентилятора, один из которых предназначен для внутренней системы циркуляции, а второй — для наружной. В некоторых английских конструкциях трубы заменяются специальными охлаждающими каналами

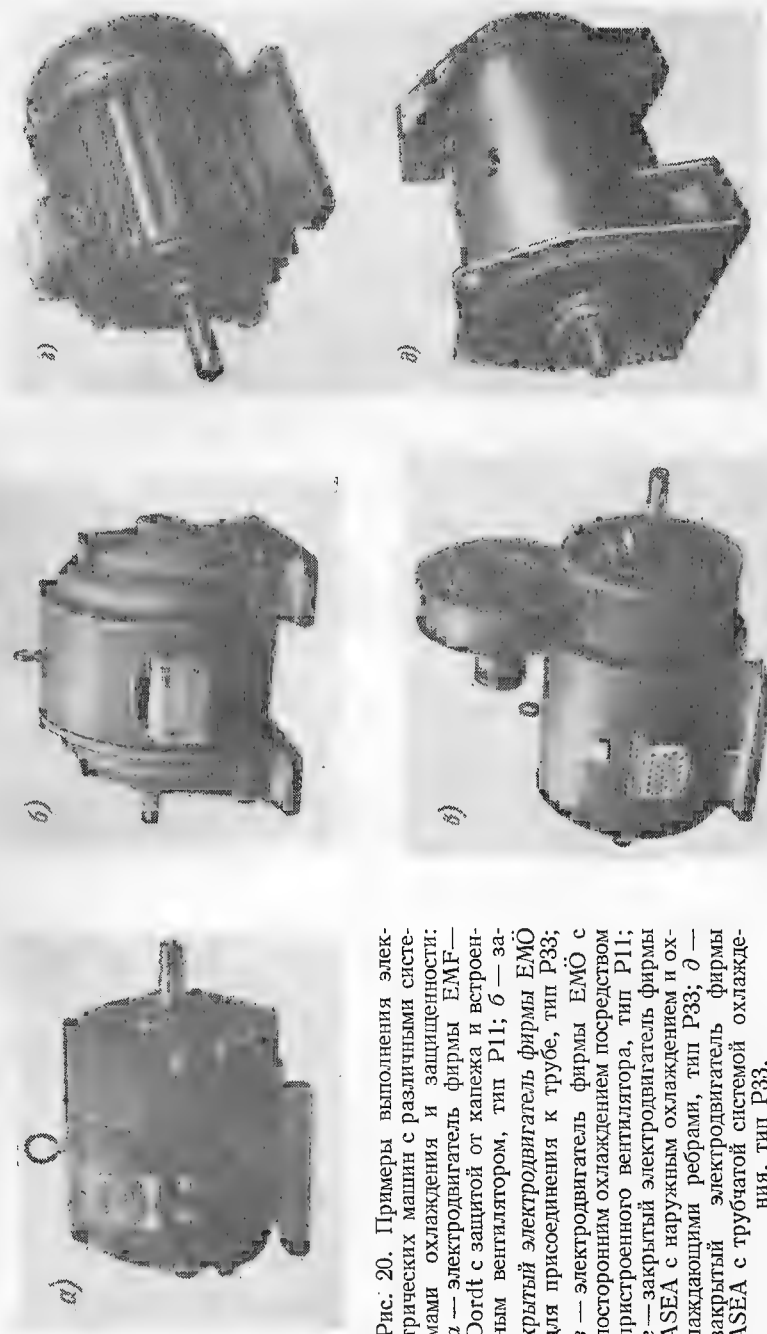


Рис. 20. Примеры выполнения электрических машин с различными системами охлаждения и защищенности: а — электродвигатель фирмы EMF—Dordt с защитой от капежа и встроенным вентилятором, тип Р11; б — закрытый электродвигатель фирмы ЕМО для присоединения к трубе, тип Р33; в — электродвигатель фирмы ЕМО с посторонним охлаждением посредством пристроенного вентилятора, тип Р11; г — закрытый электродвигатель фирмы АСЕА с наружным охлаждением и охлаждающими ребрами, тип Р33; д — закрытый электродвигатель фирмы АСЕА с трубчатой системой охлаждения, тип Р33.

прямоугольного сечения, внешне напоминающими ребра. Вся конструкция закрывается кожухом. В данной конструкции происходит более интенсивная теплоотдача, однако в ней очень велика опасность скопления пыли и неудобно производить чистку.

Постороннее охлаждение предусматривается для электродвигателей, скорость вращения которых регулируется в широких пределах, так как собственное охлаждение при малых скоростях вращения оказывается недостаточным.

Объединением немецких электротехников (VDE), а также Международной электротехнической комиссией разработаны многочисленные руководящие указания по электрическим машинам и трансформаторам, которые изложены в соответствующих нормативах.

Таблица 2

Номинальные напряжения электрических машин по правилам VDE0530 (§ 50)

Постоянный ток			Однофазный и трехфазный ток 50 гц		Однофазный ток 16 ² / ₃ гц	
Генераторы, в	Двигатели, в	Тяговые генераторы, в	Генераторы, в	Двигатели, в	Генераторы, в	Двигатели, в
115	110		130	42		
230	220	250	230	125		200
460	440		400	220		
630	600	660	525	380		
		825	630	500		
		1320		600		
		1650				
		2640				
		3300	3 150	3 000		
			5 250	5 000		
			6 300	6 000	6 600	
			10 500	10 000		
			15 750	15 000	16 500	

Значения нормированных напряжений указаны в табл. 2. Особенно рекомендуются при постоянном токе напряжения 110, 220 и 440 в, при трехфазном — 220, 380 и 600 в. Согласно § 51 VDE0530 допускаются следующие минимальные мощности для машин трехфазного тока в зависимости от напряжения:

100 квт (квв)	2—3,3 кв
200 » »	3,3—6,6 »
1000 » »	6,6—11 »

Зажимы трехфазных двигателей должны быть, согласно § 55, обозначены так, чтобы логическое, т. е. алфавитное, следование зажимов совпадало с чередованием фаз сети при правом вращении. Для малых машин, у которых сторона привода может быть с лю-

бой стороны, принято устанавливать зажимную коробку слева, смотря со стороны привода (при обратном следовании фаз). У машины только одного направления вращения последнее отмечается стрелкой. Под этой стрелкой должен быть указан порядок соединения зажимов с фазами сети.

Нормальная частота общих распределительных сетей равна 50 гц. На электрифицированных железных дорогах применяется также частота 16²/₃ гц и напряжения 15 кв при переменном токе и 500, 600, 750, 1500 и 3000 в при постоянном токе.

Нормализованной частотой обуславливаются соответствующие синхронные скорости вращения, которые приведены в табл. 3.

Мощности средних электродвигателей также установлены в виде определенных

рядов. В соответствующих нормативах приводятся наиболее важные электрические параметры для электродвигателей, такие, как, например, к. п. д., коэффициент мощности, опрокидывающий момент, пусковой ток, пусковой момент и т. д.

Нагрев и электрическая прочность также нормализованы. Ввиду того, что различные параметры не всегда могут точно выдерживаться, в нормативах приводятся также допустимые отклонения (допуски).

9. ШИТКИ С НОМИНАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ И ОБОЗНАЧЕНИЯ ВЫВОДОВ

Согласно правилам VDE любая машина должна иметь щиток, на котором приведены основные данные о ней. Это необходимо для того, чтобы можно было без проведения каких-либо измерений устанавливать, пригодна ли машина для определенной сети или для определенной рабочей мощности. Кроме того, на машине должно быть указано наименование фирмы-изготовителя или должен быть приведен ее фирменный знак. Эти данные могут быть нанесены также и на щиток. Там же должны быть отчетливо и стойко приведены следующие сведения:

- 1) наименование модели или спецификационный номер;
- 2) заводской номер;
- 3) назначение;
- 4) номинальная мощность;
- 5) режим работы;

Таблица 3

Нормальные синхронные скорости вращения электродвигателей трехфазного тока по нормам VDE 0530/55

2p	n	2p	n
2	3000	(28)	(214)
4	1500	32	188
6	1000	(36)	(167)
8	750	40	150
10	600	48	125
12	500	(56)	(107)
16	375	64	94
20	300	(72)	(83)
24	250	80	75

6) номинальная скорость вращения.

На щитках электродвигателей номинальной мощностью до 500 *вт* включительно (микродвигатели) должны быть указаны лишь следующие дополнительные данные: номинальное напряжение, номинальный ток и номинальная частота.

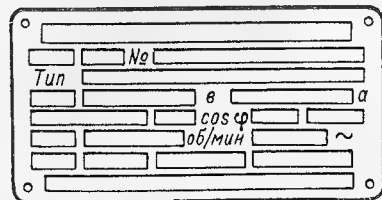


Рис. 21. Щиток номинальных данных электрической машины.

В нормалю DIN-VDE2961 даются указания в отношении заполнения щитка номинальных данных (рис. 21). На щитке предусмотрено двадцать граф для всех предписанных данных.

Для выводов (зажимов) машин, пускателей, регуляторов и трансформаторов нормалю VDE0570 также предусмотрены единые обозначения.

ГЛАВА ВТОРАЯ

ОСНОВЫ АНАЛИТИЧЕСКОГО ИССЛЕДОВАНИЯ МАШИН ПЕРЕМЕННОГО ТОКА В УСТАНОВИВШЕМСЯ РЕЖИМЕ

1. ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ МЕСТА

Важным средством для исследования характеристик машины переменного тока являются так называемые геометрические места точек. Под геометрическим местом понимают кривую, которую описывает конец вектора какой-либо электрической величины при условии, что эта величина меняется при изменении режима работы машины.

Наиболее известными из геометрических мест точек являются круговые диаграммы асинхронного двигателя, предложенные Гейландом (Heyland). Применение комплексных чисел делает использование геометрических точек особенно простым. Этот метод был разработан Блохом (Bloch) [36]; здесь мы изложим его основные положения.

Если переменный вектор $\dot{P}$ задан уравнением

$$\dot{P} = \dot{A} + \dot{B}\lambda, \quad (3)$$

где $\dot{A}$ и $\dot{B}$ — комплексные числа, а λ — параметр (вещественное число), то конец вектора $\dot{P}$ описывает прямую (рис. 22). Следовательно, можно сказать, что уравнение (3) является уравнением

прямой, которая при $\dot{A} = 0$ проходит через начало координат, а при $\dot{B} = 0$ обращается в точку.

Уравнение

$$\dot{P} = \dot{A} + \dot{B}\lambda^2 \quad (4)$$

также является уравнением прямой, которая совпадает с прямой по уравнению (3), но имеет иное распределение параметра λ . Кроме того, значение вектора $\dot{P}$ здесь совпадает с положительными и отрицательными значениями параметра. Следовательно, отрезок прямой по уравнению (3), который соответствует отрицательному значению параметра, здесь отсутствует.

Докажем, что

$$\dot{P} = \frac{\dot{A} + \dot{B}\lambda}{\dot{C} + \dot{D}\lambda} \quad (5)$$

является уравнением окружности, которую описывает конец вектора $\dot{P}$ при изменении параметра λ от $+\infty$ до $-\infty$. Для доказательства сделаем следующие выкладки.

При $\lambda = 0$

$$\dot{P}_0 = \dot{A}/\dot{C}. \quad (6a)$$

При $\lambda = 1$

$$\dot{P}_1 = \frac{\dot{A} + \dot{B}}{\dot{C} + \dot{D}}. \quad (6б)$$

При $\lambda = \infty$

$$\dot{P}_\infty = \dot{B}/\dot{D}. \quad (6в)$$

Из уравнения (5) определим λ , используя уравнения (6a) и (6в):

$$\lambda = \frac{\dot{C}\dot{P} - \dot{P}_0}{\dot{D}\dot{P}_\infty - \dot{P}}. \quad (7)$$

Так как λ , по определению, является вещественным числом, то в правой части уравнения (7) фазовый угол должен быть равен нулю.

Выразим отношение векторов $\dot{D}/\dot{C}$ через их модули и фазовые углы:

$$\dot{D}/\dot{C} = D\varepsilon^{j\delta}/C\varepsilon^{j\gamma} = D/C\varepsilon^{j\eta},$$

где $\eta = \delta - \gamma$; тогда из уравнения (7) получаем:

$$\dot{P} - \dot{P}_0 = \frac{D}{C} (\dot{P}_\infty - \dot{P}) \varepsilon^{j\eta}. \quad (8)$$

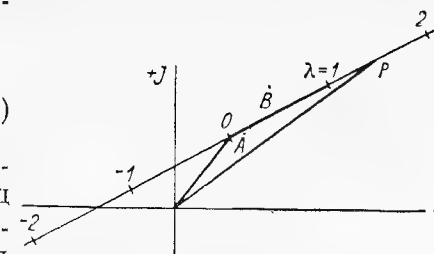


Рис. 22. Прямая, описываемая уравнением (3).

Таким образом, векторы $\dot{P} - \dot{P}_0$ и $\dot{P}_\infty - \dot{P}$ образуют друг с другом угол, неизменный по величине, хотя сами векторы и могут по величине изменяться. Но это возможно лишь при условии, если конец вектора P лежит на окружности, как показано на рис. 23. Окружность может быть задана тремя характерными точками, а именно: $\lambda = 0$, $\lambda = 1$ и $\lambda = \infty$ [ср. уравнения (6а)—(6в)]. Если же известны только две точки, например $\dot{P}_0$ и $\dot{P}_1$, то центр окружности можно определить с помощью этих точек и угла η . Ход построения ясен из рис. 24. Уравнение (5) является общим уравнением окружности, причем она может и не проходить через

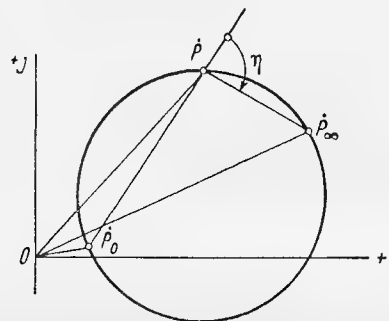


Рис. 23. Окружность, описываемая уравнением (5).

начало координат. Она пройдет через начало координат, если при определенном значении параметра λ вектор $\dot{P} = 0$. Для этого должны быть выполнены следующие три условия:

1) при $\dot{B} = 0$ уравнение окружности имеет вид:

$$\dot{P} = \frac{\dot{A}}{\dot{C} + \dot{D}\lambda}; \quad (9a)$$

здесь $P = 0$ при $\lambda = \infty$;

2) при $\dot{A} = 0$

$$\dot{P} = \frac{\dot{B}\lambda}{\dot{C} + \dot{D}\lambda}; \quad (9б)$$

здесь $\dot{P} = 0$ при $\lambda = 0$;

3) если векторы $\dot{A}$ и $\dot{B}$ совпадают по фазе, то $\dot{P} = 0$ при $\lambda = -A/B$.

Окружность может также вырождаться в прямую. Для этого должно быть выполнено следующее условие: $\eta = 0$, т. е. векторы $\dot{C}$ и $\dot{B}$ должны совпадать по фазе.

Запишем уравнение (7) для параметра $\lambda = 1$:

$$1 = \frac{\dot{C}}{\dot{D}} \cdot \frac{\dot{P}_1 - \dot{P}_0}{\dot{P}_\infty - \dot{P}_1}. \quad (10)$$

Найдем отношение правых и левых частей уравнений (7) и (10); тогда параметр

$$\lambda = \frac{\dot{P} - \dot{P}_0}{\dot{P}_\infty - \dot{P}} \cdot \frac{\dot{P}_\infty - \dot{P}_1}{\dot{P}_1 - \dot{P}_0}. \quad (11)$$

Все четыре отрезка в этом уравнении определяются из окружности на рис. 25; используя уравнение (11), из этой окружности можно определить параметр λ для произвольной точки P (конца вектора $\dot{P}$).

Процесс определения параметров из круговой диаграммы (рис. 25) можно упростить, если дополнительно построить вспомогательную шкалу.

Обозначим для простоты концы векторов $\dot{P}_0$, $\dot{P}_1$, $\dot{P}_\infty$ и т. д. просто точками P_0 , P_1 , P_∞ и т. д. Прямую между двумя точками обозначим двумя буквами и чертой сверху, например $\overline{P_0P_1}$. Ее не следует смешивать со скалярным произведением двух векторов. Для построения шкалы проведем касательную к окружности в P_0 , а затем прямую QT , параллельную $\overline{P_0P_\infty}$. Точка Q на

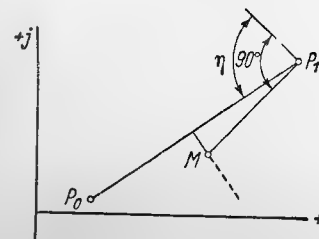


Рис. 24. Определение центра окружности с помощью точек P_0 , P_1 и угла η .

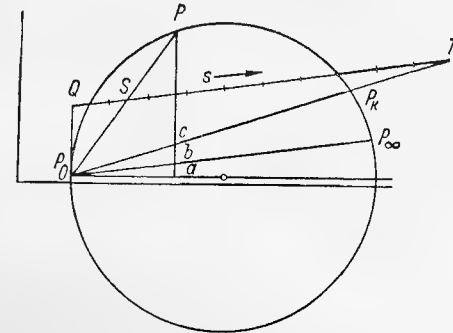


Рис. 25. Определение параметра λ из круговой диаграммы (прямые QT и P_0P_∞ параллельны).

рис. 25 выбрана произвольно. Из подобия треугольников P_0PP_∞ и SQP_0 следует:

$$\frac{\overline{P_0P}}{\overline{P_0P_\infty}} = \frac{QS}{P_0Q},$$

а из подобия треугольников $P_0P_1P_\infty$ и QTP_0 :

$$\frac{\overline{P_1P_\infty}}{\overline{P_0P_1}} = \frac{QP_0}{QT}.$$

Перемножим эти соотношения; тогда, с учетом уравнения (11), получим

$$\lambda = \frac{QS}{QT}. \quad (12)$$

Чтобы облегчить пользование шкалой, отрезок QT выбирают равным 10 или 100 единицам длины. Опустим перпендикуляр из P на радиус P_0M , т. е. проведем прямую Pb , параллельную касательной $\dot{P}_0Q$; тогда из подобия треугольников $P_0cb \sim P_0QT$ и $bPP_0 \sim P_0QS$ имеем:

$$\frac{cb}{bP_0} = \frac{QP_0}{QT} = \frac{QP_0}{QS},$$

откуда следует:

$$\lambda = \frac{cb}{Pb}. \quad (13)$$

В некоторых случаях необходимо рассчитать из уравнений Блоха координаты центра окружности x_m , y_m и ее радиус R в прямоугольной системе координат. Для этого векторы $\dot{A}$, $\dot{B}$, $\dot{C}$ и $\dot{D}$ надо разложить на вещественные и мнимые составляющие, например представить вектор $\dot{A}$ в виде $\dot{A} = A_x + jA_y$. Опуская промежуточные выкладки, можно записать:

$$x_m = \frac{A_x D_y + B_y C_x - A_y D_x - B_x C_y}{2(C_x D_y - C_y D_x)}; \quad (14a)$$

$$y_m = \frac{A_x D_y - B_y C_y + A_y D_x - B_x C_x}{2(C_x D_y - C_y D_x)}; \quad (14б)$$

$$R^2 = x_m^2 + y_m^2 + \frac{A_y B_x - A_x B_y}{C_x D_y - C_y D_x}. \quad (14в)$$

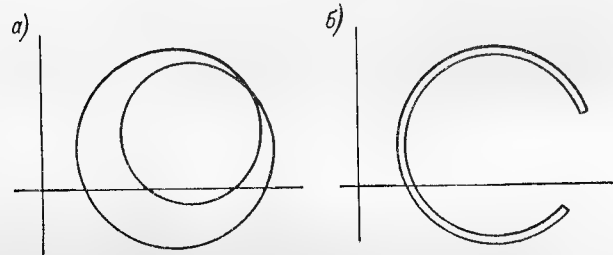


Рис. 26. Кривые, описываемые уравнениями: а — (15); б — (16).

Уравнение окружности встречается в теории электрических машин переменного тока весьма часто, причем как в общей форме [уравнение (5)], так и в особой [уравнение (9a)]. Кривые более высокого порядка, например бициркулярная кривая четвертого порядка, встречаются реже. Уравнение этой кривой имеет вид:

$$\dot{P} = \frac{\dot{A} + \dot{B}\lambda + \dot{C}\lambda^2}{\dot{D} + \dot{E}\lambda + \dot{F}\lambda^2}. \quad (15)$$

Она изображена на рис. 26, а.

Такое уравнение встречается, например, при изучении каскада из двух асинхронных двигателей. Параметр λ для такой кривой определяется сложнее, чем для окружности.

Особый случай бициркулярной кривой четвертого порядка представлен на рис. 26, б. Уравнение этой кривой

$$\dot{P} = \frac{\dot{A} + \dot{C}\lambda^2}{\dot{D} + \dot{F}\lambda^2} \quad (16)$$

(т. е. $\dot{B} = \dot{E} = 0$). Она является частью окружности

$$\dot{P} = \frac{\dot{A} + \dot{C}\lambda}{\dot{D} + \dot{F}\lambda}, \quad (16a)$$

однако здесь отсутствуют значения вектора $\dot{P}$, соответствующие отрицательному параметру λ . Распределение параметра на окружности, описываемой уравнением (16a), иное, чем на окружности по уравнению (16). Это геометрическое место точек встречается при изучении однофазных двигателей без вспомогательной обмотки. В данном случае параметром служит скорость вращения. Поскольку такой двигатель сохраняет свои характеристики при вращении и по часовой стрелке, и против нее, то для него любое направление вращения может быть принято положительным.

Во многих случаях бициркулярную кривую четвертого порядка, описываемую уравнением (15), приближенно можно заменить двумя окружностями, из которых одна соответствует малым значениям параметра ($\lambda \rightarrow 0$), а вторая — большим ($\lambda \rightarrow \infty$). Рассмотрим условие, которое необходимо выполнить, чтобы такая замена была справедлива в области малых значений параметра ($\lambda \rightarrow 0$). Запишем разность между уравнениями этой бициркулярной кривой и окружности:

$$\frac{\dot{A} + \dot{B}\lambda + \dot{C}\lambda^2}{\dot{D} + \dot{E}\lambda + \dot{F}\lambda^2} - \frac{\dot{a} + \dot{b}\lambda}{\dot{c} + \dot{d}\lambda}$$

(уравнение окружности записано малыми буквами); приведем разность к общему знаменателю. Для того чтобы при такой замене ошибка была третьего порядка малости, необходимо, чтобы в числителе разности между правыми частями уравнений бициркулярной кривой и окружности не было членов, содержащих сомножителем λ и λ^2 и не зависящих от λ [37]. Запишем эти условия:

$$\dot{A}\dot{c} - \dot{a}\dot{D} = 0; \quad \dot{B}\dot{c} + \dot{A}\dot{d} - \dot{a}\dot{E} - \dot{b}\dot{D} = 0; \quad \dot{C}\dot{c} + \dot{B}\dot{d} - \dot{E}\dot{b} - \dot{F}\dot{a} = 0.$$

Отсюда определяем постоянные эквивалентной окружности:

$$\dot{a} = \dot{A}; \quad \dot{c} = \dot{D}; \quad \dot{d} = \dot{E} - \frac{\dot{C}\dot{D} - \dot{A}\dot{F}}{\dot{A}\dot{E} - \dot{B}\dot{D}} \dot{D};$$

$$\dot{b} = \dot{B} + \frac{\dot{C}\dot{D} - \dot{A}\dot{F}}{\dot{A}\dot{E} - \dot{B}\dot{D}} \dot{A}. \quad (17a) - (17г)$$

При больших значениях параметра λ ($\lambda \rightarrow \infty$) бициркулярную кривую можно заменить окружностью тем же самым методом. Для этого следует положить $\lambda' = 1/\lambda$; тогда постоянные для окружности запишутся в виде:

$$\dot{a} = \dot{C}; \quad \dot{c} = \dot{F}; \quad \dot{b} = \dot{B} + \frac{\dot{A}\dot{F} - \dot{C}\dot{D}}{\dot{C}\dot{E} - \dot{B}\dot{F}} \dot{F};$$

$$\dot{d} = \dot{E} + \frac{\dot{A}\dot{F} - \dot{C}\dot{D}}{\dot{C}\dot{E} - \dot{B}\dot{F}} \dot{F}. \quad (18a) - (18г)$$

Таким же методом можно заменить циркулярную кривую третьего порядка окружностью и прямой. Уравнение этой кривой (рис. 27) имеет вид:

$$\dot{P} = \frac{\dot{A} + \dot{B}\lambda + \dot{C}\lambda^2}{\dot{D} + \dot{E}\lambda}. \quad (19)$$

При малых значениях параметра ($\lambda \rightarrow 0$) циркулярная кривая третьего порядка может быть заменена окружностью, а при больших ($\lambda \rightarrow \infty$) — прямой. Постоянные эквивалентной окружности можно определить из уравнений (17а)—(17г), если положить в них

$\dot{F} = 0$. Уравнение эквивалентной прямой аналогично можно получить из соотношений (18а)—(18г):

$$\dot{P} = \frac{\dot{C}}{\dot{E}} \cdot \frac{1}{\lambda} + \frac{\dot{D}\dot{C}}{\dot{E}^2}. \quad (20)$$

Эта прямая проходит через точку $\dot{D}\dot{C}/\dot{E}^2$; угол ее наклона к оси абсцисс задан отношением $\dot{C}/\dot{E}$.

В заключение кратко рассмотрим вопрос об инверсии (обращении) кривых. Обращенной называется кривая $\dot{Q}$, которая связана с заданной кривой $\dot{P}$ следующим соотношением:

$\dot{Q} = 1/\dot{P}$. Например, если $\dot{P}$ — прямая с переменным параметром λ [уравнение (3)], то обращенной кривой с этим же параметром является окружность, проходящая через начало координат [уравнения (9а) и (9б)]. По отношению к окружности, записанной в общей форме [уравнение (5)], обращенной кривой также будет окружность. Однако при обращении окружности, проходящей через начало координат [уравнения (9) и (9а)], получим прямую, которая не проходит через начало координат. При обращении прямой $\dot{P} = \dot{A}\lambda$, проходящей через начало координат, получается та же прямая $\dot{Q} = \dot{B}/\lambda$, но с другим распределением параметра $\lambda' = 1/\lambda$ (т. е. $\dot{Q} = \lambda'\dot{B}$). Точки $\lambda = 0$ и $\lambda = \infty$ при этом меняются местами. При обращении части окружности, описываемой уравнением (16), также получаем часть окружности. Но при $\dot{F} = 0$ обращенной кривой будет прямая с другим распределением параметра $\lambda' = \lambda^2$.

2. МАГНИТОСВЯЗАННЫЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КОНТУРЫ

В любой электрической машине (за исключением реактивного двигателя) можно выделить две обмотки, которые связаны общим магнитным потоком. В асинхронном двигателе, например, одна

из таких магнитосвязанных электрических цепей расположена на роторе, другая — на статоре. Для того чтобы уточнить некоторые определения, важные для дальнейшего исследования машины, рассмотрим сначала два магнитосвязанных электрических контура, которые находятся в покое. Взаимное расположение их показано на рис. 28; можно считать, что обе обмотки образуют элементарный трансформатор.

Предположим, что по обмотке 1 протекает ток i_1 , а обмотка 2 отключена. Разложим поток обмотки 1 на две составляющие:

$$\Phi_1 = \Phi_{1h} + \Phi_{1\sigma}, \quad (21)$$

где Φ_{1h} — основной поток первичной обмотки (полезный), он сцеплен со вторичной обмоткой; $\Phi_{1\sigma}$ — поток рассеяния первичной обмотки, он сцеплен только с этой обмоткой.

Предположим теперь, что ток протекает по обмотке 2, а обмотка 1 отключена; тогда, аналогично, общий поток вторичной обмотки

$$\Phi_2 = \Phi_{2h} + \Phi_{2\sigma}, \quad (22)$$

где Φ_{2h} — основной поток вторичной обмотки (полезный); $\Phi_{2\sigma}$ — поток рассеяния вторичной обмотки.

Примем в дальнейшем, что между током и соответствующим потоком имеет место прямая пропорциональность (магнитное насыщение отсутствует).

Если по обеим обмоткам протекает ток, то полный основной поток (полезный)

$$\Phi_r = \Phi_{1h} + \Phi_{2h}. \quad (23)$$

Составляющие потоков Φ_1 и Φ_2 можно выразить через соответствующие токи (i), индуктивности (L) и числа витков (w):

$$w_1\Phi_{1h} = L_{1h}i_1; \quad w_1\Phi_{1\sigma} = L_{1\sigma}i_1; \quad w_1\Phi_1 = L_{11}i_1; \quad (24a—b)$$

$$w_2\Phi_{2h} = L_{2h}i_2; \quad w_2\Phi_{2\sigma} = L_{2\sigma}i_2; \quad w_2\Phi_2 = L_{22}i_2. \quad (25a—b)$$

В формулах (24) и (25) для потока и соответствующей ему индуктивности приняты одинаковые индексы; например, основные индуктивности обмоток обозначены L_{1h} , L_{2h} , индуктивности рассеяния — $L_{1\sigma}$, $L_{2\sigma}$, самоиндуктивности — L_{11} , L_{22} . (Индекс 1 принят для первичной обмотки, 2 — для вторичной.) Расчет этих индуктивностей для асинхронного двигателя рассмотрен в следующих главах.

Запишем выражения для коэффициентов рассеяния обмоток:

$$\sigma_1 = \frac{L_{1\sigma}}{L_{1h}} \quad \text{и} \quad \sigma_2 = \frac{L_{2\sigma}}{L_{2h}}. \quad (26a, b)$$

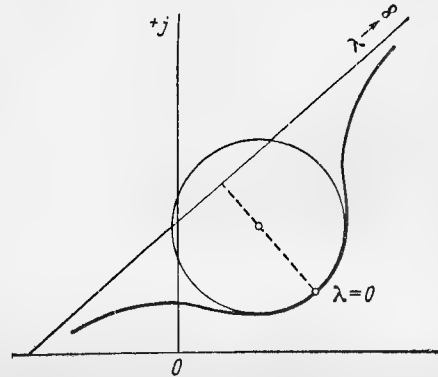


Рис. 27. Кривая, описываемая уравнением (19).

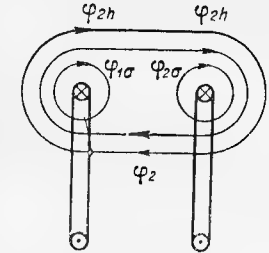


Рис. 28. Магнитосвязанные контуры.

Между максимальным значением потока Φ , действующими значениями тока J и э. д. с. E , которая индуцируется потоком в катушке из w витков, имеет место следующее соотношение:

$$\dot{E} = -\frac{w}{\sqrt{2}} \cdot \frac{d\Phi}{dt} = -L \frac{dJ}{dt} = -j\omega L J = -jXJ. \quad (27)$$

Оно справедливо при условии, что величины E , Φ и J изменяются во времени синусоидально.

Величина $X = \omega L$ называется индуктивным сопротивлением. Соответственно индуктивностям обмоток [уравнения (24), (25)] получаем выражения для реактивных сопротивлений первичной и вторичной обмоток:

$$X_1 = \omega_1 L_1 = X_{1h} + X_{1\sigma} = X_{1h}(1 + \sigma_1); \quad (28a)$$

$$X_2 = \omega_2 L_2 = X_{2h} + X_{2\sigma} = X_{2h}(1 + \sigma_2); \quad (28b)$$

тогда э. д. с. самоиндукции первичной и вторичной обмоток равны:

$$\dot{E}_1 = -jX_1 \dot{J} = -jX_{1h}(1 + \sigma_1) \dot{J}_1; \quad (29a)$$

$$\dot{E}_2 = -jX_2 \dot{J}_2 = -jX_{2h}(1 + \sigma_2) \dot{J}_2. \quad (29b)$$

Э. д. с. взаимной индукции первичной и вторичной обмоток записываются аналогично:

$$\dot{E}_{12} = -j \frac{w_1}{w_2} X_{2h} \dot{J}_2; \quad (30a)$$

$$\dot{E}_{21} = -j \frac{w_2}{w_1} X_{1h} \dot{J}_1. \quad (30b)$$

Основные индуктивности L_{1h} и L_{2h} и соответствующие им реактивные сопротивления X_{1h} и X_{2h} связаны следующим соотношением:

$$X_{2h} = X_{1h} (w_2/w_1)^2. \quad (31)$$

Если к первичной обмотке приложено переменное напряжение U_1 (действующее значение), а к вторичной — напряжение U_2 , то можно записать следующие уравнения э. д. с.:

$$\begin{aligned} \dot{U}_1 &= -(R_1 + jX_{1\sigma}) \dot{J}_1 - jX_{1h}(\dot{J}_1 + \dot{J}_2/w_1) = \\ &= -(R_1 + jX_{1\sigma}) \dot{J}_1 + \dot{E}_{1r}; \end{aligned} \quad (32a)$$

$$\begin{aligned} \dot{U}_2 &= -(R_2 + jX_{2\sigma}) \dot{J}_2 - jX_{2h}(\dot{J}_2 + \dot{J}_1 w_1/w_2) = \\ &= -(R_2 + jX_{2\sigma}) \dot{J}_2 + \dot{E}_{2r}, \end{aligned} \quad (32b)$$

где R_1 , R_2 — активные сопротивления первичной и вторичной обмоток.

Приведем величины э. д. с. токов и сопротивлений к первичной обмотке:

$$\begin{aligned} \dot{U}_2 + \dot{U}_2 w_1/w_2; \quad \dot{E}_{2r} = \dot{E}_{2r} w_1/w_2 = \dot{E}_{1r}; \\ \dot{J}_2 = \dot{J}_2 w_2/w_1; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} R'_2 &= R_2 (w_1/w_2)^2; \quad X'_{2\sigma} = X_{2\sigma} (w_1/w_2)^2; \\ X'_{2h} &= X_{2h} (w_1/w_2)^2 = X_{1h}; \end{aligned} \quad (33a-33e)$$

тогда уравнения э. д. с. имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \dot{U}_1 &= -(R_1 + jX_{1\sigma}) \dot{J}_1 - jX_{1h}(\dot{J}_1 + \dot{J}'_2) = \\ &= -(R_1 + jX_{1\sigma}) \dot{J}_1 + \dot{E}_{1r}; \end{aligned} \quad (34a)$$

$$\begin{aligned} \dot{U}'_2 &= -(R'_2 + jX'_{2\sigma}) \dot{J}'_2 - jX_{1h}(\dot{J}_1 + \dot{J}'_2) = \\ &= -(R'_2 + jX_{2\sigma}) \dot{J}'_2 + \dot{E}_{1r}. \end{aligned} \quad (34b)$$

Они известны как основные уравнения трансформатора при нагрузке. Иногда для облегчения некоторых расчетов величины в этих уравнениях приводятся не к первичной, а к вторичной обмотке. Следует также отметить, что в практических расчетах отрицательный знак в правой части уравнений (34a, б) иногда заменяют на положительный; однако это не влияет на результаты решения уравнений.

Уравнения (34a, б) соответствуют схеме, представленной на рис. 29. Поэтому она называется схемой замещения трансформатора. В этой схеме э. д. с.

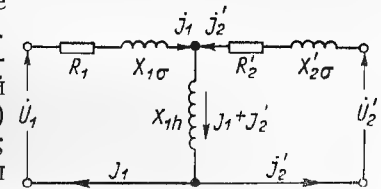


Рис. 29. Схемы замещения трансформатора.

$$\dot{E}_{1r} = \dot{E}_{2r} = jX_{1h}(\dot{J}_1 + \dot{J}'_2) \quad (35)$$

соответствует результирующему (полезному) потоку, а ток

$$\dot{J}_\mu = \dot{J}_1 + \dot{J}'_2 \quad (36)$$

называется током намагничивания.

При $\dot{U}'_2 = 0$ и $R'_2 = 0$ трансформатор не совершает полезной работы. Напряжение, приложенное к первичной обмотке, уравновешивается лишь падением напряжения в реактивном сопротивлении рассеяния, и трансформатор работает как катушка с результирующим индуктивным сопротивлением

$$X_\sigma = X_{1\sigma} + \frac{X_{1h} X'_{2\sigma}}{X_{1h} + X'_{2\sigma}}. \quad (37)$$

С учетом коэффициентов рассеяния первичной и вторичной обмоток [см. уравнение (26)]

$$\sigma_1 = \frac{X_{1\sigma}}{X_{1h}} \quad \text{и} \quad \sigma_2 = \frac{X'_{2\sigma}}{X_{1h}}, \quad (38a, б)$$

а также уравнения (28а) выражение для результирующего реактивного сопротивления рассеяния принимает следующий вид:

$$X_{\sigma} = X_{1h} \left(\sigma_1 + \frac{\sigma_2}{1 + \sigma_2} \right) = X_{1h} \left[1 - \frac{1}{(1 + \sigma_1)(1 + \sigma_2)} \right] = \sigma X_{1h}; \quad (39)$$

здесь σ — общий коэффициент рассеяния:

$$\sigma = 1 - \frac{1}{(1 + \sigma_1)(1 + \sigma_2)}. \quad (40)$$

Он характеризует степень магнитной связи двух обмоток. При бесконечно сильной взаимной связи обмоток (рассеяние отсутствует) $\sigma = \sigma_1 = \sigma_2 = 0$. Если же обмотки между собой взаимно не связаны, то или $\sigma_1 = \infty$, или $\sigma_2 = \infty$ (или $\sigma_1 = \sigma_2 = \infty$) и, следовательно, $\sigma = 1$.

В электрических машинах коэффициенты рассеяния σ_1 и σ_2 малы, и обычно приближенно можно принять:

$$\sigma \approx \sigma_1 + \sigma_2. \quad (41)$$

Заторможенный асинхронный двигатель ($n = \infty$) принципиально можно рассматривать как короткозамкнутый трансформатор ($U'_2 = 0$), поэтому для него могут быть использованы уравнения э. д. с. (32а, б).

Однако в асинхронном двигателе обмотки статора (первичная) и ротора (вторичная) отличаются друг от друга не только числом витков w_1 и w_2 , но также числом фаз m_1 и m_2 и обмоточными коэффициентами ξ_1 и ξ_2 . Коэффициент скоса пазов χ_2 учитывается аналогично обмоточному коэффициенту (скос пазов обычно применяют для ротора). Как показано на стр. 66, выражение для основного индуктивного сопротивления вторичной обмотки:

$$X_{2h} = X_{1h} \frac{m_2}{m_1} \left(\frac{w_2 \xi_2 \chi_2}{w_1 \xi_1} \right)^2. \quad (42)$$

Таким образом, мы получаем новые эквивалентные приведенные величины:

$$E'_{2r} = E_{2r} \frac{w_1 \xi_1}{w_2 \xi_2 \chi_2} = E_{1r}; \quad J'_2 = J_2 \frac{m_2 w_2 \xi_2 \chi_2}{m_1 w_1 \xi_1};$$

$$R'_2 = R_2 \frac{m_1}{m_2} \left(\frac{w_1 \xi_1}{w_2 \xi_2 \chi_2} \right)^2; \quad (43а—в)$$

$$X'_{2\sigma} = X_{2\sigma} \frac{m_1}{m_2} \left(\frac{w_1 \xi_1}{w_2 \xi_2 \chi_2} \right)^2; \quad X'_{2h} = X_{2h} \frac{m_1}{m_2} \left(\frac{w_1 \xi_1}{w_2 \xi_2 \chi_2} \right)^2 = X_{1h}. \quad (43г—д)$$

В результате такого приведения величин к первичной обмотке становится возможным при изучении электрической машины использовать уравнения трансформатора (34а, б) (при $U'_2 = 0$).

3. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ МАШИНЫ С ВРАЩАЮЩИМСЯ ПОЛЕМ

В предыдущем параграфе рассмотрены основные уравнения трансформатора (34а, б). Эти уравнения могут быть использованы как для однофазного трансформатора, так и для любой фазы многофазного трансформатора. В конце параграфа были также рассмотрены соотношения для заторможенного асинхронного двигателя. В данном параграфе будет выведено основное уравнение машины с вращающимся полем. В общем случае ротор такой машины вращается со скоростью n , отличной от скорости вращения поля статора n_1 . Если n_2 — скорость вращения поля ротора, то

$$n_1 = f_1/p, \quad n_2 = f_2/p; \quad (44а, б)$$

$$n_1 = n_2 + n. \quad (44в)$$

Переходя от скорости вращения к частоте, можно записать:

$$f_1 = f_2 + f, \quad (45)$$

где

$$f = np.$$

Разность между скоростью вращения поля статора n_1 и механической скоростью вращения ротора n , отнесенная к скорости вращения поля статора n_1 , называется скольжением s ; таким образом,

$$s = \frac{n_1 - n}{n_1} = \frac{f_1 - f}{f_1} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (46)$$

Частота тока в обмотке ротора

$$f_2 = sf_1. \quad (47)$$

При выводе уравнений э. д. с. для обмотки ротора при его вращении ($n \neq 0$) необходимо обратить внимание на то, что все реактивные сопротивления здесь в s раз меньше, чем для обмотки заторможенного ротора ($n = 0$). Влияние тока ротора на обмотку статора (взаимная индуктивность) и тока статора на обмотку ротора не зависит от того, вращается ли ротор, или он заторможен. Это объясняется тем, что скорость вращения поля относительно соответствующей ему обмотки всегда равна синхронной. При этом, хотя ротор и вращается, не следует считать, что каждая фаза статора неразрывно связана с каждой фазой ротора. Например, если рассматривать фазу U обмотки статора и записать для нее уравнения э. д. с., то обмотка ротора окажется связанной не только с одной определенной фазой, например U , но поочередно и со всеми остальными фазами. Хотя относительно какой-либо фазы статора все фазы ротора непрерывно чередуются, их воздействие на эту фазу статора неизменно; это известно из теории вращающегося поля. Для создания вращающегося поля необходимо, чтобы обмотки на роторе и статоре образовали симметричную систему,

т. е. были распределены по окружности равномерно, а также чтобы зазор между ротором и статором был постоянным.

Учитывая это и используя величины, приведенные к первичной обмотке [уравнения (43а—д)], запишем уравнения э. д. с. для фазы машины с вращающимся полем:

$$\dot{U}_1 = -(R_1 + jX_{1\sigma}) \dot{J}_1 - jX_{1h}(\dot{J}_1 + \dot{J}_2) = -(R_1 + jX_{1\sigma}) \dot{J} + \dot{E}_{1r}; \quad (48a)$$

$$\begin{aligned} \dot{U}_2' &= -(R_2' + jsX_{2\sigma}') \dot{J}_2' - jsX_{1h}(\dot{J}_1 + \dot{J}_2') = \\ &= -(R_2' + jsX_{2\sigma}') \dot{J}_2' + s\dot{E}_{1r}. \end{aligned} \quad (48б)$$

Эти уравнения справедливы для асинхронной машины, коллекторной машины переменного тока и синхронной машины (с постоянным зазором). Синхронную машину можно рассматривать как частный случай асинхронной. Для этого следует принять $s = 0$, кроме того, можно считать, что на роторе синхронной машины расположена двухфазная обмотка ($m_2 = 2$); ток в одной фазе (в обмотке возбуждения) все время равен максимальному значению, а в другой фазе — нулю. Поэтому вторую фазу можно не рассматривать.

Обозначим через J_E ток возбуждения синхронной машины; тогда действующее значение фиктивного тока ротора в одной фазе эквивалентной обмотки возбуждения

$$J_2 = J_E / \sqrt{2}. \quad (49a)$$

Приведем его к первичной обмотке:

$$J_2' = \frac{J_E 2\omega_2 \xi_2}{\sqrt{2} m_1 \omega_1 \xi_1}. \quad (49б)$$

Уравнения (48а, б) могут быть использованы для машины с симметричной магнитной цепью. Машины с несимметричной магнитной цепью рассматриваются либо методом симметричных составляющих, либо с помощью теории двух реакций. Уравнения для машины с несимметричной магнитной цепью обычно весьма сложны.

4. СХЕМА ЗАМЕЩЕНИЯ И ДИАГРАММА Э. Д. С.

Уравнениям (48а, б) соответствует схема замещения на рис. 30, а и диаграмма э. д. с. и токов (рис. 31). Эта схема замещения отличается от схемы замещения трансформатора тем, что сопротивления и напряжения вторичной цепи умножены на коэффициент $1/s$.

Величину R_2'/s часто записывают в виде двух слагаемых: $R_2'/s = R_2' + R_2'(1-s)/s$. Первое из них соответствует действительным потерям в обмотке, второе — является величиной фиктивной и учитывает механическую мощность, которая подводится к валу ротора или отводится от него (в зависимости от режима работы машины). Для того чтобы получить эти мощности, надо каж-

дое из сопротивлений умножить на $(J_2')^2$. Член U_2'/s соответствует мощности, подведенной к вторичной обмотке или отведенной от нее. Чтобы получить саму мощность, это напряжение надо умножить на $J_2' \cos \varphi_2$.

Скольжение s характеризует режим работы машины. При $s = 0$ скорость вращения ротора и поля статора равны; этот режим называется синхронным. Некоторые машины работают

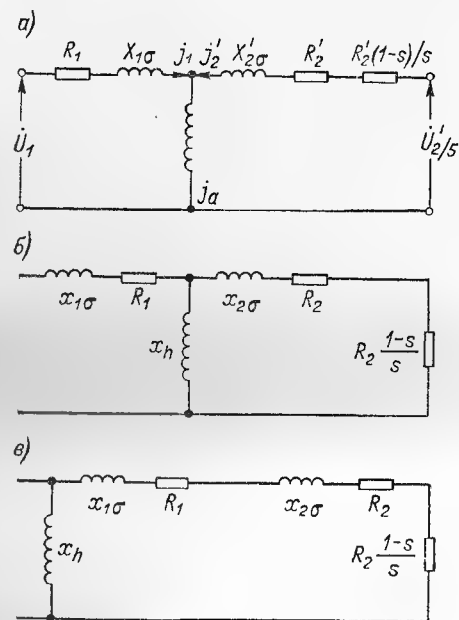


Рис. 30. Схемы замещения: а — коллекторной машины переменного тока; б — асинхронной машины; в — упрощенная схема замещения асинхронной машины.

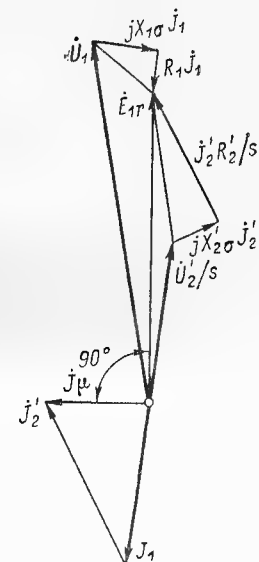


Рис. 31. Векторная диаграмма токов и напряжений.

в таком режиме длительно, поэтому их называют синхронными. Машины иных типов при скольжении $s = 0$ обычно никогда не работают; скольжение в этих машинах $s \leq 0$. К таким машинам относятся асинхронные машины и коллекторные машины переменного тока. Если скольжение $s = 1$, то ротор машины заторможен. Данный режим можно считать режимом короткого замыкания, так как в этом случае из-за отсутствия э. д. с. ротора в нем возникают большие токи.

У синхронных машин и трансформаторов коротким замыканием считается такой режим, когда внешняя нагрузка становится равной нулю в результате короткого замыкания на зажимах, хотя в этот момент скольжение синхронной машины $s = 0$.

Наконец, идеальным коротким замыканием называется режим при $s = \infty$. Он имеет место только у асинхронных машин и отличается от обычной точки короткого замыкания ($s = 1$) тем, что активное сопротивление ротора мало по сравнению с индуктивным ($R'_2 = 0$).

У трансформаторов, асинхронных машин и коллекторных машин переменного тока зазор весьма мал, следовательно, основное индуктивное сопротивление значительно больше, чем реактивное сопротивление рассеяния статора ($X_{1\sigma}/X_{1\sigma}' > 10$). Поэтому в схеме замещения (рис. 29 и 30, а, б) основное индуктивное сопротивление можно включить непосредственно под напряжение первичной цепи, перенеся его из точки разветвления (рис. 30, в). В практических расчетах это не приводит к большой ошибке. Тогда общее реактивное сопротивление рассеяния машины можно легко выразить через реактивное сопротивление первичной и вторичной обмоток:

$$X_{\sigma} = X_{1\sigma} + X_{2\sigma}'.$$

У коллекторных машин переменного тока, питаемых со стороны статора, в цепи ротора имеется еще реактивное сопротивление рассеяния регулятора ($X_{\sigma s}$); оно не зависит от скольжения. В этом случае общее индуктивное сопротивление рассеяния

$$X_{\sigma} = X_{1\sigma} + X_{2\sigma}' + X_{\sigma s}'/s.$$

Напряжение регулятора коллекторной машины переменного тока представлено на диаграмме э. д. с. вектором $\dot{U}_2/s$.

Ток, протекающий по цепи в схеме замещения на рис. 30, в, является приведенным током обмотки ротора $\dot{J}_2'$.

Ток обмотки статора равен сумме приведенного тока обмотки ротора и тока намагничивания $\dot{J}_{\mu} = \dot{U}/j(X_{1h} + X_{1\sigma})$. Ток намагничивания от скольжения не зависит. Итак, ток обмотки статора

$$\dot{J}_1 = \dot{J}_{\mu} - \dot{J}_2'. \quad (36a)$$

Для этой упрощенной схемы замещения можно получить еще более удобный для расчетов результат, если вычесть из напряжения сети падение напряжения от тока намагничивания. Из уравнений (48а, б) получаем:

$$\dot{U}_1 + \dot{J}_{\mu}(R_1 + jX_{1\sigma}) = \dot{U}_f = \dot{J}_2'(R_1 + R'_2/s + jX_{1\sigma} + jX_{2\sigma}'). \quad (50)$$

Если учесть, что ток намагничивания $\dot{J}_{\mu} = J_0 = \text{const}$, и положить $R_1 = 0$, то эквивалентное напряжение сети в упрощенной схеме замещения равно

$$\dot{U}_f = \dot{U} - X_{1\sigma}J_0 = \dot{U}_{20} \approx 0,95\dot{U}.$$

Величина $\dot{U}_{20}$ является напряжением холостого хода, приведенным к первичной обмотке. При вычислении мощности для дан-

ной схемы замещения появляется выражение, содержащее U_f^2 вместо U^2 . В литературе мощность часто рассчитывается по произведению UU_f [24]. Автор на примере асинхронной машины показал [33], что при больших скольжениях для вычисления мощности следует использовать произведение UU_f , а при малых скольжениях — U_f^2 . Для некоторых типов машин, например коллекторных машин переменного тока, и частотных преобразователей бывает целесообразно привести все величины к вторичной цепи. Тогда напряжение, активное сопротивление и реактивное сопротивление рассеяния первичной обмотки пересчитывается к первичной обмотке ($U'_1, R'_1, X'_{1\sigma}$); напряжение вторичной обмотки записывается в виде:

$$\dot{U}_2 = s\dot{U}'_1 - \dot{J}_2[sR'_1 + R_2 + js(X'_{1\sigma} + X_{2\sigma}) + jX_{\sigma s}]. \quad (51)$$

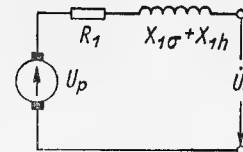


Рис. 32. Схема замещения синхронной машины.

Это уравнение можно применять для вычисления напряжения во вторичной цепи асинхронного преобразователя частоты при холостом ходе и нагрузке*.

Использование схемы замещения (рис. 30, а) для синхронных машин приводит к некоторым трудностям, так как сопротивление обмотки возбуждения и напряжение на ее зажимах принимают бесконечно большие значения. Вместе с тем ток ротора равен конечной величине

$$\dot{J}_2' = \dot{U}_2'/R'_2, \quad (52)$$

что вытекает из уравнения (48б); тогда уравнение (48а) примет вид:

$$\dot{U}_1 = -(R_1 + jX_{1\sigma} + jX_{1h})\dot{J}_1 - jX_{1h}\dot{J}_2'. \quad (53)$$

Схема замещения, соответствующая этому уравнению, представлена на рис. 32, а диаграмма токов и напряжений — на рис. 33. Через U_p на схеме обозначена величина

$$U_p = -jX_{1h}\dot{J}_2'.$$

При изображении токов и напряжений на векторной диаграмме следует обратить внимание на правила выбора направления векторов. Если придерживаться правила для знака падения напряжения, который мы приняли в этой книге, то векторы тока и напряжения в режиме генератора по направлению совпадают (рис. 33, а); тогда мощность, вырабатываемая в этом режиме, положительна. В режиме двигателя векторы тока и напряжения направлены противоположно (рис. 33, б). Однако на практике и

* В примере для асинхронного преобразователя частоты в книге «Induktionsmaschinen» [33, стр. 469] для простоты принято $R_2 \approx sR_2$ и $s(\omega_2/\omega_1) \approx 1$.

для этого режима направления векторов тока и напряжения часто принимают одинаковыми, как показано пунктиром на рис. 33, б. Это делают из-за удобства вычерчивания диаграммы. В данном случае уравнение (53) принимает вид:

$$\dot{U}_1 = -(R_1 + jX_{1\sigma} + jX_{1h}) \dot{J}_1 + E; \quad (53a)$$

его следует записать так:

$$\dot{U}_1 = (R_1 + jX_{1\sigma} + jX_{1h}) \dot{J}_1 + \dot{E}. \quad (54)$$

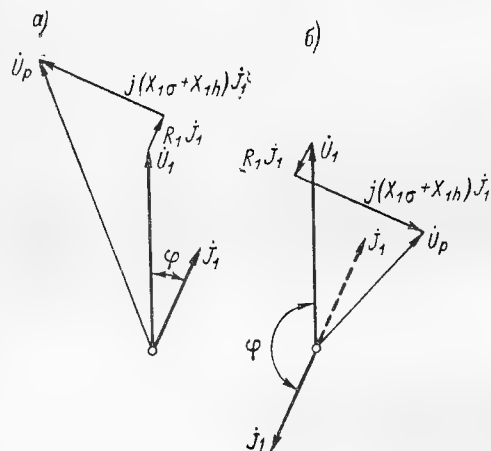


Рис. 33. Векторная диаграмма напряжений синхронной машины: а — режим генератора; б — режим двигателя.

В соответствии с выбранным нами направлением векторов ток при емкостной нагрузке отстает от напряжения $\dot{U}_1$ на угол $\pi/2$. При написании же уравнения э. д. с. в форме (54), обычно принятой на практике, этот ток опережает напряжение.

В обычных асинхронных машинах цепь ротора замкнута накоротко ($U_2' = 0$). Если разделить все члены уравнения для вторичной цепи на s , то получим диаграмму э. д. с., изображенную на рис. 34 для режима двигателя.

5. БАЛАНС МОЩНОСТЕЙ МАШИНЫ С ВРАЩАЮЩИМСЯ ПОЛЕМ (ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ДИАГРАММА)

В соответствии со схемой замещения машины с вращающимся полем (рис. 30, а) в активных сопротивлениях первичной и вторичной обмоток выделяются потери: $V_1 = J_1^2 R_1$ и $V_2 = J_2'^2 R_2'$. Мощность, подведенная к первичной обмотке (или, в зависимости от ре-

жима работы машины, отведенная от нее), называется первичной; она равна

$$P_1 = U_1 J_1 \cos \varphi_1. \quad (55)$$

Аналогично записывается выражение для электрической мощности вторичной обмотки:

$$P_{2e} = U_2' J_2' \cos \varphi_2. \quad (56)$$

Мощность на валу машины

$$P_{2m} + J_2'^2 R_2' (1 - s)/s. \quad (57)$$

Направление векторов напряжения $\dot{U}_2'$ и тока $\dot{J}_2'$ вторичной обмотки определяет, подводится ли электрическая мощность к машине или отводится от нее; соответственно величина и знак скольжения s определяют величину и характер мощности на валу, т. е. является ли режим работы машины двигательным или генераторным. Для мощностей можно написать следующий баланс:

$$P_1 = V_1 + V_2 + P_{2m} + P_{2e}. \quad (58)$$

Внутренняя мощность, развиваемая машиной,

$$P_i = P_{2m} + P_{2e} + V_2. \quad (59)$$

Вращающий момент на валу машины пропорционален внутренней мощности (при постоянной скорости вращающегося поля).

Баланс мощностей [уравнение (58)] для коллекторных машин переменного тока соответствует случаю, когда $\dot{U}_2'$ является напряжением регулирования или компенсационным. В асинхронных машинах напряжение извне к вторичной цепи не подводится, т. е. $\dot{U}_2' = 0$ и, следовательно, $P_{2e} = 0$. У синхронных машин также $P_{2e} = 0$; хотя $\dot{U}_2' > 0$, потери во внутренней цепи покрываются за счет мощности, подводимой от возбудителя. Поэтому в балансе мощностей [уравнение (58)] следует считать $V_2 = 0$.

Рассмотренные здесь потери и мощности могут быть получены для большинства типов машин из кривых геометрических мест точек. Для тока первичной или вторичной обмотки машины или трансформатора такая кривая описывается концом вектора тока при постоянном изменении параметра, который характеризует режим работы. Например, в качестве такого параметра для асинхронной машины может быть взято скольжение, а для синхронной машины и трансформатора — полное сопротивление нагрузки. Эти геометрические места в большинстве случаев являются окружностями. Более подробно этот вопрос мы рассматривать не будем.

6. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ ТЕОРИИ ДВУХ РЕАКЦИЙ

Теория вращающегося поля, которая рассмотрена в предыдущем параграфе, позволяет исключительно просто и наглядно изучить машину с вращающимся полем. К сожалению, она при-

менима лишь к машинам с симметричной * магнитной цепью. При известных упрощениях ее можно распространить и на некоторые машины с несимметричной магнитной цепью; однако при исследовании таких машин этим методом обычно не пользуются. Машины с неравномерным зазором достаточно точно могут быть рассмотрены лишь с помощью теории двух реакций. Наиболее важными из машин этого типа являются явнополюсные синхронные машины. Теория их была известна уже давно, но для исследования переходных процессов она развита лишь в последнее

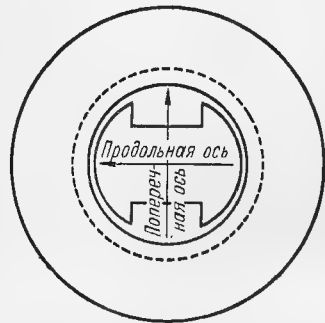


Рис. 35. Продольная и поперечная оси синхронной машины.

время. К сожалению, эта теория не всегда дает наглядное и простое представление о физических процессах в машине.

Теория двух реакций исходит из того, что у машины имеются две оси симметрии, расположенные под углом 90° эл. Многофазные обмотки заменяются соответствующими им двухфазными, оси которых совпадают с двумя осями симметрии. У синхронных машин это разложение по двум осям вытекает само по себе из конструктивного выполнения ротора. Ось симметрии, проходящая через середину полюса, называется *продольной* и обозначается буквой d . К этой оси относится обмотка возбуждения и частично демп-

ферная. При расчете главного реактивного сопротивления в формулу подставляют величину зазора под серединой полюса; это сопротивление называют *реактивным сопротивлением по продольной оси* X_{hd} .

Вторая ось симметрии проходит через середину полюсного окна. Эта ось частично охватывается демпферной обмоткой: реактивное сопротивление по поперечной оси X_{hq} меньше X_{hd} из-за большей величины зазора. Обмотка статора неподвижна. Для того чтобы ее можно было рассматривать совместно с вращающейся обмоткой ротора на одной неподвижной диаграмме, пользуются искусственным приемом. Представим себе, что хотя обмотка статора неподвижна, выводы ее (концы фаз) вращаются вместе с ротором; тогда обмотка статора становится неподвижной относительно полюсов (рис. 35). Обозначим через ϑ угол между осью ротора и осью обмотки статора. Кроме того, введем сокращения:

$$U_{1d} = U_1 \sin \vartheta; \quad U_{1q} = U_1 \cos \vartheta; \quad (60a, б)$$

* Такая машина характеризуется симметрией магнитной цепи по продольной и поперечной осям. *Прим. переводчика.*

а также

$$J_{1d} = J_1 \sin(\vartheta + \varphi); \quad J_{1q} = J_1 \cos(\vartheta + \varphi). \quad (61a, б)$$

Угол ϑ имеет определенный физический смысл; он является углом между векторами э. д. с. обмотки возбуждения и напряжения сети U_1 , поэтому он характеризует величину активной нагрузки генератора. При холостом ходе $\vartheta = 0$, φ — угол сдвига фаз между током статора и напряжением сети.

Выведем теперь уравнения э. д. с. синхронной машины без демпферной обмотки. Синхронная машина с демпферной обмоткой может быть рассмотрена совершенно аналогично [34], так что достаточно ограничиться исследованием машины без демпферной обмотки. Обозначим малыми буквами в уравнениях (60a, б), (61a, б) мгновенные значения величин. Запишем следующие уравнения для составляющих э. д. с. обмотки статора, а также для напряжения ротора:

$$u_{1d} = -i_{1d}R_1 - d\psi_{1d}/dt + \psi_{1q}d(\omega t)/dt; \quad (62a)$$

$$u_{1q} = -i_{1q}R_1 - d\psi_{1q}/dt - \psi_{1d}d(\omega t)/dt; \quad (62б)$$

$$u_2 = i_2R_2 + d\psi_2/dt. \quad (62в)$$

Уравнения (62a, б) показывают, что для обмотки статора имеются еще две э. д. с., кроме падения напряжения в активном сопротивлении. Первая из них индуцируется в обмотке статора в результате изменения соответствующего потока во времени; эту э. д. с. часто называют *трансформаторной* — по аналогии с э. д. с., индуцируемой во вторичной обмотке трансформатора.

Вторая э. д. с. индуцируется в обмотке статора полем, направленным перпендикулярно оси обмотки; она возникает благодаря вращению ротора и пропорциональна скорости вращения $d(\omega t)/dt$. Различный знак у э. д. с. вращения в уравнениях (62a, б) вытекает непосредственно из принятого направления составляющих в уравнениях (60a, б). Знак плюс в правой части уравнения (62в) обозначает, что энергия потребляется из сети. В уравнениях (62a—в) используются следующие потокоцепления:

$$\psi_{1d} = i_{1d}L_{1d} - i_2L_{12d}; \quad (63a)$$

$$\psi_{1q} = i_{1q}L_{1q}; \quad (63б)$$

$$\psi_2 = i_2L_2 - i_{1d}L_{12d}. \quad (63в)$$

Индуктивность обмотки статора по продольной оси L_{1d} состоит из индуктивности основного потока L_{1hd} и индуктивности рассеяния $L_{1\sigma}$. То же самое относится и к индуктивности по поперечной оси $L_{1q} = L_{1hq} + L_{1\sigma}$. Для простоты принято, что индуктивности рассеяния по обеим осям равны. Аналогично индуктивность рассеяния обмотки возбуждения состоит из индуктивностей

основного потока и рассеяния: $L_2 = L_{2hd} + L_{2\sigma}$. С помощью уравнений (62) и (63), которые при необходимости могут быть дополнены константами, соответствующими демпферной обмотке, можно исследовать различные переходные процессы.

Уравнения (62а, б) содержат только вещественные величины. Несмотря на это, решение их связано со многими трудностями. Большей частью эти уравнения решаются методом преобразования Лапласа [34] или с помощью операционного исчисления. Наи-

большее распространение теория двух реакций получила в США; в Европе для исследования переходных процессов чаще используется теория вращающегося поля благодаря ее простоте и большей наглядности.

Приведем еще уравнения э. д. с. для установившегося режима синхронной машины. В этом случае величины i_2 , ω , ψ_{1d} , ψ_{1q} и ψ_2 постоянны; тогда получаем следующие уравнения для э. д. с.:

$$U_{1d} = -J_{1d}R_1 + (X_{1\sigma} + X_{hq})J_{1q}; \quad (64a)$$

$$U_{1q} = -J_{1q}R_1 - (X_{1\sigma} + X_{hd})J_{1d} + E; \quad (64б)$$

$$U_2 = i_2R_2. \quad (64в)$$

Э. д. с. ротора $E = \omega L_{2hd}J_2 = X_{hq}J_2'$. Уравнения (64а, б) соответствуют проекциям векторов обычной диаграммы э. д. с. синхронной машины на продольную и поперечную оси (рис. 36).

Активная мощность, отдаваемая в сеть (рис. 36), равна

$$P = U_{1d}J_{1d} + U_{1q}J_{1q} = U_1J_1 [\sin \vartheta \sin (\vartheta + \varphi) + \cos \vartheta \cos (\vartheta + \varphi)] = U_1J_1 \cos \varphi. \quad (65)$$

Если учесть, что соответствующие э. д. с. в установившемся режиме выражаются следующим образом:

$$U_{1d} = -J_{1d}R_1 + \psi_{1q}\omega_1; \quad (66a)$$

$$U_{1q} = -J_{1q}R_1 - \psi_{1d}\omega_1, \quad (66б)$$

то мощность, отдаваемая в сеть,

$$P = -(J_{1d}^2 + J_{1q}^2)R_1 + \omega_1(\psi_{1q}J_{1d} - \psi_{1d}J_{1q}) = -J_1^2R_1 + \omega_1(\psi_{1q}J_{1d} - \psi_{1d}J_{1q}). \quad (67)$$

Член $J_1^2R_1$ соответствует потерям в обмотке статора, а другой член $\omega_1(\psi_{1q}J_{1d} - \psi_{1d}J_{1q})$ — мощности на валу машины (внутрен-

ней мощности P_i). Из выражения для внутренней мощности получаем уравнение для вращающего момента:

$$M = P_i/\omega_1 = \psi_{1q}J_{1d} - \psi_{1d}J_{1q}; \quad (68)$$

здесь ток в a , потокосцепления — в b сек.

Можно показать, что уравнение (68) справедливо не только для установившегося режима, но и для любого момента времени [34]:

$$m = \psi_{1q}i_{1d} - \psi_{1d}i_{1q}. \quad (68a)$$

Выражение для реактивной мощности можно получить аналогично:

$$P_b = -(\psi_{1d}J_{1d} + \psi_{1q}J_{1q}). \quad (69)$$

Теория двух реакций раньше применялась к исследованию режимов работы однофазного асинхронного двигателя. В статоре этой машины по поперечной оси обмотка отсутствует (рис. 37), поэтому такую машину можно считать несимметричной. Проведем продольную ось так, чтобы она совпала с осью обмотки статора, а поперечную — перпендикулярно к ней. Заменим обмотку ротора двумя, оси которых совпадают с осями симметрии. Представим себе, что оси обеих обмоток ротора в пространстве неподвижны. Это возможно, так же как и в предыдущем примере, за счет соединения накоротко обмоток через коллектор и щетки. Принцип действия асинхронной машины одинаково применим к двигателям с фазной обмоткой, короткозамкнутой или же с коллекторной обмоткой.

Используя рис. 37, можно записать следующие уравнения э. д. с.:

$$u_1 = -i_1R_1 - L_{1d}di_1/dt - L_{12d}di_2/dt; \quad (70a)$$

$$0 = -i_2R_2 - L_{2d}di_2/dt - L_{12d}di_1/dt + \omega L_{2q}i_{2q}; \quad (70б)$$

$$0 = -i_{2q}R_2 - L_{2q}di_{2q}/dt - \omega(L_{2d}i_{2d} - L_{12d}i_1); \quad (70в)$$

здесь L_{1d} , L_{2d} — индуктивности, которые соответствуют общему потокосцеплению, включая рассеяние; L_{1dh} и L_{2dh} — индуктивности, соответствующие потокосцеплению для главного потока по продольной оси; 1 относится к обмотке статора, 2 — к обмотке ротора. Далее, получаем $L_{2q} = L_{2d} = L_2$; при равенстве чисел витков в обмотках ротора и статора $L_{1dh} = L_{2dh} = L_{12d} = L_h$. Следует также отметить, что если токи в обмотках изменяются синусоидально, то $di/dt = j\omega_1 i$.

Уравнения э. д. с. для установившегося режима при частоте синусоидального тока $\omega = \omega_1(1 - s)$ имеют вид:

$$\dot{U}_1 = -R_1\dot{J}_1 - j(X_h + X_{1\sigma})\dot{J}_1 - jX_h\dot{J}'_{2d}; \quad (71a)$$

$$0 = -R'_2\dot{J}'_{2d} - j(X_h + X'_{2\sigma})\dot{J}'_{2d} - jX_h\dot{J}_1 + (1 - s)(X_h + X'_{2\sigma})\dot{J}'_{2q}; \quad (71б)$$

$$0 = -R'_2 j'_{2q} - j(X_h + X'_{2\sigma}) j'_{2q} - (1-s) [(X_h + X'_{2\sigma}) j'_{2d} - X_h j_1]. \quad (71b)$$

Уравнениям (71а, б, в) соответствует схема замещения, представленная на рис. 38. Источники э. д. с. изображены на этой схеме так, как обычно изображают генераторы. Можно считать, что они являются генераторами постоянного тока, поскольку в таких машинах э. д. с. находится в фазе с потоком возбуждения. Величина потока возбуждения может быть вычислена исходя из соот-

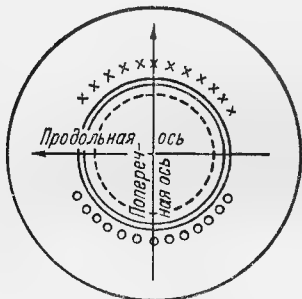


Рис. 37. Расположение осей обмоток однофазного асинхронного двигателя.

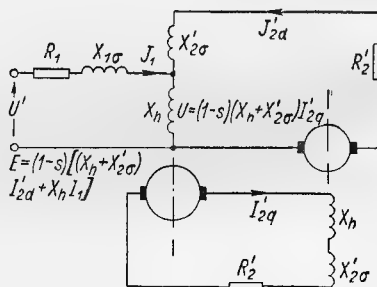


Рис. 38. Схемы замещения однофазного асинхронного двигателя по теории двух реакций ($U' = U_1$).

ветствующих токов и реактивных сопротивлений, изображенных на схеме замещения (рис. 38). Сопротивления X_h , $X'_{2\sigma}$, $X_{1\sigma}$, R_1 и R_2 , вычисленные исходя из теории двух реакций, вдвое больше, чем исходя из теории вращающегося поля. Если учесть это обстоятельство, то величина тока первичной обмотки, рассчитанная по уравнениям (71а, б, в), получается той же, что и исходя из теории вращающегося поля.

7. ПОЛЕ В ЗАЗОРЕ И ЕГО СИММЕТРИЧНЫЕ СОСТАВЛЯЮЩИЕ

а) Пульсирующее поле

Если по одной фазе обмотки проходит постоянный ток, то в зазоре машины возникает магнитное поле. Такое поле было рассмотрено в предыдущем параграфе. Оно неизменно во времени, но в пространстве, по окружности якоря, меняет свой знак. Если по какой-либо фазе обмотки проходит переменный ток, то поле этой фазы изменяется также и во времени, причем точно в соответствии с изменением во времени тока (если пренебречь насыщением активной стали); следовательно, само поле этой фазы в пространстве остается неподвижным, а меняется лишь

его величина (на рис. 39 — высота ординат кривой поля). Такое поле называется *пульсирующим*.

Если принять, что ток изменяется во времени синусоидально с частотой f , а распределение поля в пространстве в каждый момент времени также является синусоидальным с периодом 2τ , то индукция в точке x для гармонической ν -го порядка равна

$$B_\nu = B_\nu \sin \nu \pi x / \tau \sin \omega t, \quad (72)$$

где $\omega = 2\pi f$ — круговая частота (угловая скорость изменения тока во времени) с периодом $T = 1/f$ [сек].

Обозначим через J действующее значение тока, а через ω — число витков в фазе, тогда индукция в зазоре

$$B_L = \frac{\mu_0}{\delta} \cdot \frac{\sqrt{2} J \omega}{2p} [\text{вб/м}^2], \quad (73)$$

где $\mu_0 = 0,4\pi \cdot 10^{-6}$. Амплитуда ν -й гармонической

$$B_\nu = \frac{4\xi_\nu \xi_{N\nu}}{\pi \nu} B_L = \frac{4\mu_0}{\pi \delta} \cdot \frac{\sqrt{2} J \omega}{2p} \cdot \frac{\xi_\nu \xi_{N\nu}}{\nu}. \quad (74)$$

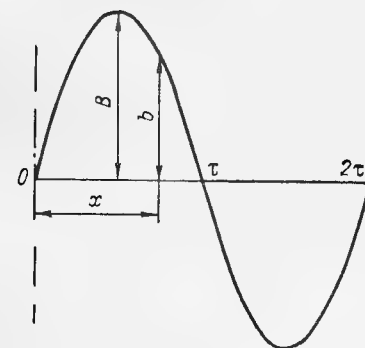


Рис. 39. Пульсирующее магнитное поле.

Величины ξ_ν (обмоточный коэффициент) и $\xi_{N\nu}$ (коэффициент раскрытия паза) определяются из гармонического анализа ступенчатой кривой поля. Расчет этих величин будет рассмотрен в гл. 4, § 6. Здесь же пока будем считать их известными.

Поток ν -й гармонической при идеальной длине якоря l_i равен

$$\Phi_\nu = \frac{2\tau}{\pi \nu} l_i B_\nu [\text{вб}], \quad (75)$$

а действующее значение э. д. с., индуцируемой этим потоком в обмотке,

$$E_\nu = \omega \xi_\nu \Phi_\nu / \sqrt{2} = \frac{8}{\pi} \mu_0 f \frac{\tau l_i}{\rho \delta} \left(\frac{\omega \xi_\nu}{\nu} \right)^2 \xi_{N\nu} J = X_{h\nu} J. \quad (76)$$

Для первой гармонической главное реактивное сопротивление рассчитывается с учетом коэффициента Картера из следующего соотношения:

$$X_{he} = \frac{8}{\pi} \mu_0 f \frac{\tau l_i}{\rho \delta} (\omega \xi_1)^2 = 32f \frac{\tau l_i}{\rho \delta} \omega^2 \xi_1^2 \cdot 10^{-7}; \quad (77)$$

здесь размеры в метрах, частота — в 1/сек.

Если бы в зазоре одновременно возбуждалось несколько полей различной частоты и мы захотели выразить каждое поле через тот ток, которым оно возбуждается, то в уравнениях (74)—(76)

коэффициент раскрытия паза ξ_N надо было бы заменить коэффициентом ξ'_N — см. формулу (324).

На основании изложенного можем установить следующие важные зависимости:

$$\begin{aligned} \text{Амплитуда } \nu\text{-й гармонической индукции} & \dots B_\nu \sim \xi_N^2 \nu / \nu \\ \text{Поток } \nu\text{-й гармонической} & \dots \Phi_\nu \sim \xi_N^2 \nu / \nu^2 \\ \text{Э. д. с., индуцируемая в фазе} & \dots E_\nu \sim \xi_N^2 \nu / \nu^2 \end{aligned}$$

С пульсирующим переменным магнитным полем работают только два типа машин, а именно — коллекторные двигатели переменного тока с последовательным возбуждением и однофазные индукционные регуляторы. Поле всех остальных машин является вращающимся (бегущим).

б) Вращающееся поле

Пульсирующее поле [уравнение (72)] может быть разложено на два, вращающиеся в противоположные стороны; их амплитуды равны половине амплитуды пульсирующего поля:

$$b_\nu = B_\nu \sin \nu \pi x / \tau \cdot \sin \omega t = \frac{B_\nu}{2} \cos (\nu \pi x / \tau - \omega t) - \frac{B_\nu}{2} \cos (\nu \pi x / \tau + \omega t). \quad (78)$$

Одно из этих полей называется синхронным, другое — обратным синхронным (инверсным). Круговые функции суммы (или разности) обеих переменных: времени t и координаты точки x дают бегущую волну, имеющую постоянную скорость. Эта скорость вычисляется из условия, что индукция в любой точке x должна оставаться при таком расположении постоянной, т. е.

$$b_\nu = \frac{B_\nu}{2} \cos (\nu \pi x / \tau - \omega t) = \text{const}; \quad (79a)$$

отсюда

$$\nu \pi x / \tau - \omega t = \text{const}, \quad (79б)$$

или

$$\frac{\nu \pi}{\tau} dx = \omega dt. \quad (79в)$$

Из этого выражения получаем скорость ν -й гармонической:

$$v_\nu = \frac{dx}{dt} = \frac{\omega \tau}{\nu \pi} = \frac{2\pi f}{\nu}. \quad (80)$$

Скорости обоих вращающихся полей в уравнении (78) по величине равны, но противоположны по направлению. При частоте 50 гц линейная скорость v (в м/сек) численно равна полюсному делению τ (в см). Угловая скорость вращающегося поля

$$\Omega_\nu = \frac{\pi v_\nu}{\tau} = \frac{\omega}{\nu p} \text{ рад/сек.} \quad (81)$$

Так как принцип действия большинства машин основан на использовании вращающегося поля, необходимо одно из вращающихся полей свести к нулю или по крайней мере значительно ослабить. В практике это можно осуществить достаточно простыми средствами; они применяются, например, в однофазном двигателе без вспомогательной обмотки.

Для получения вращающегося поля необходимо выполнить два условия:

1) оси обмоток должны быть сдвинуты в пространстве на определенный угол;

2) токи, протекающие по этим обмоткам, должны быть сдвинуты по фазе.

Рассмотрим симметричную многофазную систему с m равными по величине синусоидальными токами, сдвинутыми по фазе относительно друг друга на временной угол $2\pi/m$. Пусть эти токи протекают по m -фазной симметричной обмотке, т. е. такой, m фаз которой сдвинуты относительно друг друга в пространстве на угол $2\pi/m$. Индукция в зазоре в произвольной точке x складывается из индукции всех фаз: первой, второй, ..., m -й. Если порядок следования токов в фазах совпадает с чередованием фаз обмоток по окружности якоря, то для первой гармонической индукции ($\nu = 1$) имеет место следующее выражение:

$$b_1 = B \sin \frac{\pi x}{\tau} \sin \omega t = \frac{B}{2} \cos \left(\frac{\pi x}{\tau} - \omega t \right) - \frac{B}{2} \cos \left(\frac{\pi x}{\tau} + \omega t \right);$$

$$\begin{aligned} b_2 &= B \sin \left(\frac{\pi x}{\tau} - \frac{2\pi}{m} \right) \sin \left(\omega t - \frac{2\pi}{m} \right) = \\ &= \frac{B}{2} \cos \left(\frac{\pi x}{\tau} - \omega t \right) - \frac{B}{2} \cos \left(\frac{\pi x}{\tau} + \omega t - \frac{4\pi}{m} \right); \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} b_m &= B \sin \left[\frac{\pi x}{\tau} - \frac{2\pi(m-1)}{m} \right] \sin \left[\omega t - \frac{2\pi(m-1)}{m} \right] = \\ &= \frac{B}{2} \cos \left(\frac{\pi x}{\tau} - \omega t \right) - \frac{B}{2} \left[\frac{\pi x}{\tau} + \omega t - \frac{4\pi(m-1)}{m} \right]; \end{aligned}$$

$$\sum_1^m b = \frac{m}{2} B \cos \left(\frac{\pi x}{\tau} - \omega t \right). \quad (82)$$

Амплитуды каждого из этих двух вращающихся полей складываются друг с другом арифметически и образуют результирующее вращающееся поле с амплитудой $mB/2$. Будем считать одно из этих полей синхронным. Амплитуды другого, инверсного поля образуют замкнутый полигон, и их сумма равна нулю; исключение составляет только двухфазная система ($m = 2$).

Из уравнения (82) получаем следующее выражение для главного реактивного сопротивления:

$$X_{1h} = \frac{m}{2} X_{1he}, \quad (83)$$

или

$$X_{1h} = \frac{4}{\pi} \mu_0 m f \frac{\tau l_i}{\rho \delta'} \omega^2 \xi_1^2 = 16 m f \frac{\tau l_i}{\rho \delta'} \omega^2 \xi_1^2 \cdot 10^{-7}. \quad (84)$$

Теоретически у двухфазной обмотки ($m = 2$) обе фазы должны быть сдвинуты относительно друг друга на полюсное деление, а токи в них — на половину периода. Потоки обеих фаз направлены согласно. Обе фазы могут быть заменены эквивалентной обмоткой, напряжение которой вдвое больше напряжения каждой отдельной фазы. Поэтому каждую фазу обмотки можно рассматривать как последовательное соединение двух фаз такой теоретической двухфазной обмотки.

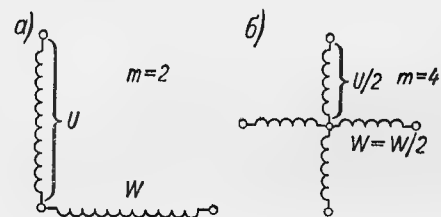


Рис. 40. Двухфазные обмотки: а — используемые в электромашиностроении; б — преобразованные в эквивалентную четырехфазную.

Двухфазные обмотки, применяемые на практике (рис. 40, а), строго теоретически являются четырехфазными, так как фазы обмоток сдвинуты в пространстве на угол 90° (геометрических), а сдвиг во времени фаз токов в них также равен 90° (электрических).

Схема обмотки представлена на рис. 40, б; здесь число фаз $m = 4$, число витков — $w/2$, а фазное напряжение — $U/2$. С точки зрения э. д. с. обе схемы равнозначны.

Несколько более сложным является расчет высших гармонических. Индукция n -й фазы записывается так:

$$\begin{aligned} b_{vn} &= B_v \sin v \left[\frac{\pi x}{\tau} - \frac{2\pi(n-1)}{m} \right] \sin \left[\omega t - \frac{2\pi(n-1)}{m} \right] = \\ &= \frac{B_v}{2} \cos \left[\frac{v\pi x}{\tau} - \omega t - \frac{2\pi(n-1)(v-1)}{m} \right] - \\ &\quad - \frac{B_v}{2} \cos \left[\frac{v\pi x}{\tau} + \omega t - \frac{2\pi(n-1)(v+1)}{m} \right]. \quad (85) \end{aligned}$$

Если результирующая индукция образована всеми m фазами, то в этом случае мы должны вычислить сумму векторов, сдвинутых на угол $2\pi(n-1)(v \mp 1)/m$. Эту сумму лучше всего определить графически тем же самым способом, который был исполь-

зован при расчете коэффициента распределения. Опуская промежуточные вычисления, запишем конечный результат:

$$\begin{aligned} \sum_1^m b_v &= \frac{B_v \sin \pi(v-1)}{2 \sin \pi(v-1)/m} \cos \left[\frac{v\pi x}{\tau} - \omega t - \frac{\pi(m-1)(v-1)}{m} \right] - \\ &\quad - \frac{B_v \sin \pi(v+1)}{2 \sin \pi(v+1)/m} \cos \left[\frac{v\pi x}{\tau} + \omega t - \frac{\pi(m-1)(v+1)}{m} \right]. \quad (86) \end{aligned}$$

Первый член в уравнении (86) соответствует синхронно вращающемуся полю, второй — инверсному. Так как число $v \pm 1$ всегда является целым или равно нулю, то $\sin(v \pm 1)\pi = 0$; следовательно, в результирующем поле отсутствуют все высшие гармонические, которые удовлетворяют уравнению

$$\frac{v \pm 1}{m} = \text{дробное число}. \quad (87)$$

В частности, для трехфазной обмотки этому условию удовлетворяют все гармонические порядка, кратного трем, а для двухфазной — кратного двум.

Однако, если

$$\frac{v-1}{m} = \text{нуль или целое число}, \quad (88)$$

то все m гармонические, вращающиеся в одну сторону, смещены по фазе; m гармонические, вращающиеся в противоположные стороны, совпадают по фазе при условии, что

$$\frac{v+1}{m} = \text{целое число}. \quad (89)$$

В обоих случаях имеет место следующее соотношение:

$$\frac{|\sin \pi(v \pm 1)|}{\sin \pi(v \pm 1)/m} = m. \quad (90)$$

Результирующее поле для всех m фаз равно

$$\begin{aligned} b_v &= \frac{mB_v}{2} \cos \left[\frac{v\pi x}{\tau} - \omega t - \frac{\pi(m-1)(v-1)}{m} \right] - \\ &\quad - \frac{mB_v}{2} \cos \left[\frac{v\pi x}{\tau} + \omega t + \frac{\pi(m-1)(v+1)}{m} \right]; \quad (91) \end{aligned}$$

здесь первый член соответствует высшим гармоническим, которые удовлетворяют уравнению (88), а второй — уравнению (89).

Для многофазных обмоток m всегда больше двух. Поэтому для них и синхронная, и инверсная гармонические удовлетворяют уравнениям (88) или (89). Многофазная обмотка, в отличие от однофазной, образует вращающееся поле v -го порядка; оно может вращаться либо согласно с основной гармонической, либо в противоположную сторону. К обмотке такого типа относится

и обычная двухфазная, так как, по существу, она является четырехфазной с половинным числом катушек в каждой фазе.

Уравнения (88) и (89) можно объединить в одно, если допустить, что v может принимать как положительные, так и отрицательные значения. Тогда получаем:

$$\frac{v-1}{m} = k, \quad (92)$$

где k — любое целое положительное или отрицательное число, а также и нуль. Порядок высших гармонических будет:

$$v = km + 1. \quad (93)$$

Трехфазной обмотке, например, соответствуют высшие гармонические следующего порядка:

$$\begin{array}{cccccccccccccccc} k = & \dots & (-5) & -4 & (-3) & -2 & (-1) & 0 & (1) & 2 & (3) & 4 & (5) & \dots \\ v = & \dots & (-14) & -11 & (-8) & -5 & (-2) & 1 & (4) & 7 & (10) & 13 & (16) & \dots \end{array}$$

У обычных симметричных трехфазных обмоток могут иметь место лишь нечетные гармонические, так как для четных гармонических катушечный коэффициент равен нулю [см. (76)]. Поэтому четные числа взяты в скобки.

Для двухфазной обмотки получим соответственно:

$$\begin{array}{cccccccccccccccc} k = & \dots & -5 & -4 & -3 & -2 & -1 & 0 & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & \dots \\ v = & \dots & -19 & -15 & -11 & -7 & -3 & 1 & 5 & 9 & 13 & 17 & 21 & \dots \end{array}$$

Если изменить чередование фаз обмотки по окружности или порядок следования токов в фазах, то это вызовет изменение направления вращения всех гармонических. Указанное свойство m -фазной системы используется для изменения направления вращения двигателей. Для этого меняют местами концы каких-либо двух фаз обмотки; тем самым изменяется чередование фаз тока в обмотке. Соответственно направление вращения первой гармонической изменяется на противоположное.

в) Эллиптическое вращающееся поле

Если начертить полярную диаграмму «чистого» вращающегося поля, в которой угловой координатой является время, то концы вектора индукции будут лежать на окружности (рис. 41, а). «Чистым» вращающимся полем мы называем круговое вращающееся поле, образованное симметричной системой векторов; часто для простоты, опуская слово «круговое», говорят «вращающееся поле».

Полярной диаграммой индукции пульсирующего неподвижного в пространстве поля является прямая (рис. 41, в). Оба поля — круговое вращающееся и пульсирующее — это предельные случаи эллиптического вращающегося поля (рис. 41, б). Как гласит само название, полярной диаграммой этого поля является эллипс.

Такое поле возникает в результате наложения двух круговых полей с разной величиной амплитуды, которые вращаются в противоположные стороны. Здесь не имеет значения, какое поле принято синхронным, а какое — инверсным. Если эти оба поля имеют одинаковую амплитуду, то результирующее поле — пульсирующее, если же одно из них равно нулю, то результирующее поле — круговое.

Причиной возникновения эллиптического вращающегося поля является несимметрия в обмотках, в магнитной цепи или в токах. В асинхронных машинах такой причиной большей частью служит несимметрия токов в обмотках, так как конструктивно машины изготавливаются симметричными.

Общая теория электрических машин, как правило, предполагает, что вращающееся поле — круговое. При несимметричных же токах в фазах (или несимметрии в магнитной цепи) расчеты крайне сложны. Поэтому обычно используется искусственный прием: несимметричную систему (эллиптическое вращающееся поле) разлагают на симметричные составляющие: на синхронное и инверсное круговые вращающиеся поля. Тогда для этих составляющих становится возможным использовать более простые методы расчета.

Рассмотрим симметричную трехфазную обмотку, по всем трем фазам которой протекает синусоидальный ток одинаковой частоты. В общем случае сумма токов трех фаз не равна нулю. Пусть по нулевому проводу протекает ток J_0 ; следовательно,

$$J_U + J_V + J_W = J_0. \quad (94)$$

Введем операторы

$$\dot{\eta} = e^{j2\pi/3} \text{ и } \dot{\zeta} = e^{-j2\pi/3}. \quad (95a, б)$$

Умножение на первый или второй из этих операторов означает поворот вектора на угол $2\pi/3$ соответственно в положительном или отрицательном направлении. Между операторами имеют место следующие зависимости:

$$\dot{\eta}^2 = \dot{\zeta}; \quad \dot{\zeta}^2 = \dot{\eta} \text{ и } \dot{\eta}\dot{\zeta} = 1. \quad (95в, г, д)$$

С помощью этих операторов можно записать уравнения для токов:

$$J_U = \frac{1}{3} J_0 + J_m + J_g; \quad (96a)$$

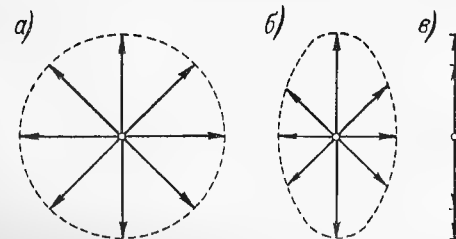


Рис. 41. Полярные диаграммы: а — кругового поля; б — эллиптического поля; в — пульсирующего поля.

$$\dot{J}_V = \frac{1}{3} \dot{J}_0 + \xi \dot{J}_m + \eta \dot{J}_g; \quad (96б)$$

$$\dot{J}_W = \frac{1}{3} \dot{J}_0 + \eta \dot{J}_m + \xi \dot{J}_g. \quad (96в)$$

Величины

$$\dot{J}_m = \frac{1}{3} (\dot{J}_U + \eta \dot{J}_V + \xi \dot{J}_W); \quad (97а)$$

$$\dot{J}_g = \frac{1}{3} (\dot{J}_U + \xi \dot{J}_V + \eta \dot{J}_W) \quad (97б)$$

называются симметричными составляющими.

Таким образом, несимметричную систему токов можно разложить на две симметричные $\dot{J}_m$ и $\dot{J}_g$, вращающиеся в противоположные стороны, и на нулевую систему $\dot{J}_0$. Последняя система токов не образует поля в зазоре, так как все три пульсирующие поля этой системы колеблются с одинаковой частотой и фазой. Сумма этих полей в каждый момент времени равна нулю. Симметричные системы токов $\dot{J}_m$ и $\dot{J}_g$ образуют в зазоре два круговых вращающихся поля равной частоты; одно из них синхронное, другое — инверсное.

Разложение системы токов на симметричные составляющие [(уравнения (97а и б)] может быть проведено и графически; токи при этом должны быть заданы по величине и направлению. Более подробно этот вопрос мы рассматривать не будем.

Для целого ряда машин практический интерес представляет двухфазная система токов; она используется, например, в однофазных двигателях с вспомогательной обмоткой. При такой системе токов обмотки должны быть сдвинуты в пространстве относительно друг друга на $\pi/2$, а сами токи в фазах должны быть сдвинуты во времени также на $\pi/2$. Здесь операторами являются j и $-j$. Аналогично уравнению (96) получаем для двухфазной системы следующие соотношения:

$$\dot{J}_U = \dot{J}_m + \dot{J}_g \text{ и } \dot{J}_V = -j\dot{J}_m + j\dot{J}_g, \quad (98а, б)$$

причем симметричные составляющие токов соответственно равны:

$$\dot{J}_m = \frac{1}{2} (\dot{J}_U + j\dot{J}_V); \quad (99а)$$

$$\dot{J}_g = \frac{1}{2} (\dot{J}_U - j\dot{J}_V). \quad (99б)$$

На примере двухфазной системы исследуем вопрос о том, как изменяются токи симметричных составляющих, если несимметричны не только токи, питающие обе фазы обмотки, но и сами фазы обмотки выполнены несимметричными. Обозначим соответственно через B_U и B_V амплитуды полей, соответствующих пер-

вой и второй фазам. Пусть обмотка второй фазы сдвинута в пространстве относительно первой на угол β , а во времени ее амплитуда соответственно сдвинута на угол α . Для поля первой обмотки можно записать следующее выражение индукции в произвольной точке x :

$$b_U = B_U \sin \pi x / \tau \sin \omega t. \quad (100а)$$

Аналогично для поля второй обмотки в той же точке

$$b_V = B_V \sin (\pi x / \tau - \beta) \sin (\omega t - \alpha). \quad (100б)$$

После ряда преобразований получаем следующее выражение для результирующей индукции в точке x :

$$b = b_1 + b_2 =$$

$$\begin{aligned} &= \frac{1}{2} \{ [B_U + B_V \cos (\alpha - \beta)] \cos (\pi x / \tau - \omega t) - \\ &\quad - B_V \sin (\alpha - \beta) \sin (\pi x / \tau - \omega t) \} - \\ &\quad - \frac{1}{2} \{ [B_U + B_V \cos (\alpha + \beta)] \cos (\pi x / \tau + \omega t) - \\ &\quad - B_V \sin (\alpha + \beta) \sin (\pi x / \tau + \omega t) \}. \end{aligned}$$

Первый член здесь соответствует синхронной составляющей поля, второй — инверсной.

Модули обоих векторов системы симметричных составляющих равны:

$$B_m = \frac{1}{2} \sqrt{B_U^2 + B_V^2 + 2B_U B_V \cos (\alpha - \beta)}; \quad (102а)$$

$$B_g = \frac{1}{2} \sqrt{B_U^2 + B_V^2 + 2B_U B_V \cos (\alpha + \beta)}. \quad (102б)$$

Представим оба угла α и β следующим образом:

$$\alpha = \pi/2 + \alpha' \text{ и } \beta = \pi/2 + \beta'. \quad (103а, б)$$

Углы α' и β' показывают, на сколько углы α и β отличаются от 90° . Тогда выражения для модулей обоих векторов имеют вид:

$$B_m = \frac{1}{2} \sqrt{B_U^2 + B_V^2 + 2B_U B_V \cos (\alpha' - \beta')}; \quad (104а)$$

$$B_g = \frac{1}{2} \sqrt{B_U^2 + B_V^2 - 2B_U B_V \cos (\alpha' + \beta')}. \quad (104б)$$

Вектор, соответствующий синхронной составляющей поля, достигает максимальной величины при $\alpha' = \beta'$; тогда

$$B_{m, \max} = \frac{1}{2} (B_U + B_V). \quad (105а)$$

Для того чтобы вектор, соответствующий инверсной составляющей

$$B_{g, \min} = \frac{1}{2} (B_U - B_V), \quad (105б)$$

был минимальным, должно быть выполнено условие $\alpha' = -\beta'$; оно не соответствует условию максимума для модуля вектора B_m .

Рассмотренный вопрос имеет важное значение для исследования однофазного двигателя с вспомогательной обмоткой. Практически ток во вспомогательной обмотке никогда не бывает сдвинут во времени относительно тока в основной обмотке на $\pi/2$; всегда $\alpha' = \alpha - \pi/2 \leq 0$. Возникает вопрос: не целесообразнее ли было бы сдвинуть ось вспомогательной обмотки относительно основной не на угол $\pi/2$, а на угол $\beta = \pi/2 + \beta'$. Если уложить обмотки таким способом и принять угол $\beta' = \alpha'$, то вектор, соответствующий синхронной составляющей поля, будет максимальным [уравнение (105а)]. Однако вектор инверсной составляющей поля также возрастет. Вместе с тем вращающий момент машины определяется не одним только вектором синхронной составляющей поля, а разностью квадратов синхронной и инверсной составляющих:

$$M = \text{const} (B_m^2 - B_g^2) = \text{const} B_U B_V [\cos(\alpha' - \beta') + \cos(\alpha' + \beta')] = \text{const} B_U B_V \cos \alpha' \cos \beta'. \quad (106)$$

Этот результат практически очень важен; мы видим, что любое отклонение углов α и β от требуемой величины ($\pi/2$) приводит к уменьшению вращающего момента. Если это отклонение (α') уже имеет место в сдвиге токов, то за счет угла сдвига обмоток β' увеличить вращающий момент невозможно; его можно лишь уменьшить. Если в фазы симметричной системы напряжений включить неравные сопротивления, то система токов, протекающих по этим сопротивлениям, также станет несимметричной. Ее можно разложить на синхронную и инверсную составляющие. Например, для двухфазной системы с сопротивлениями в фазах R_U и R_V получаем токи:

$$j_U = \frac{\dot{U}}{R_U} \text{ и } j_V = -j \frac{\dot{U}}{R_V}; \quad (107а, б)$$

отсюда синхронная составляющая тока равна

$$j_m = \frac{\dot{U}}{2} \left(\frac{1}{R_U} + \frac{1}{R_V} \right) = \frac{\dot{U}}{2} \cdot \frac{R_U + R_V}{R_U R_V}. \quad (107в)$$

Таким образом, синхронную составляющую тока для двухфазной системы напряжений можно вычислить, используя эквивалентное сопротивление

$$R_e = \frac{2R_U R_V}{R_U + R_V}. \quad (108а)$$

При трехфазной симметричной системе оно равно

$$R_e = \frac{R_U R_V + R_U R_W + R_V R_W}{R_U + R_V + R_W}. \quad (108б)$$

Если каждая фаза содержит, кроме активных, еще реактивные сопротивления, то нужно различать два случая. В первом случае отношение активных сопротивлений к реактивным в каждой фазе одно и то же. Тогда можно воспользоваться (108), причем отдельно для активных и реактивных сопротивлений. Во втором, более общем случае эквивалентное сопротивление будет зависеть не только от величин активных, но и реактивных сопротивлений, равно, как и эквивалентное реактивное сопротивление будет зависеть не только от реактивных, но и от активных сопротивлений. Здесь будет рассмотрена только двухфазная система, имеющая большое практическое значение для синхронных машин. Эквивалентное активное сопротивление будет:

$$R_e = 2 \frac{R_U R_V (R_U + R_V) + X_U^2 R_V + X_V^2 R_U}{(R_U + R_V)^2 + (X_U + X_V)^2}$$

и эквивалентное реактивное сопротивление:

$$X_e = 2 \frac{X_U X_V (X_U + X_V) + X_U R_V^2 + X_V R_U^2}{(R_U + R_V)^2 + (X_U + X_V)^2}.$$

Из этого общего выражения можно получить как частный случай (108б) при $X_U = X_V = 0$ или при $R_U/X_U = R_V/X_V$. Если в системе реактивные сопротивления превышают активные, то для эквивалентного реактивного сопротивления действительно (108б) с заменой R на X . Эквивалентное активное сопротивление

$$R_e \approx 2 \frac{R_U X_U^2 + R_V X_V^2}{(X_U + X_V)^2} = 2 \frac{\frac{R_U}{X_U^2} + \frac{R_V}{X_V^2}}{\frac{1}{X_U} + \frac{1}{X_V}}.$$

Подобное же выражение получается для реактивных сопротивлений, если в системе преобладают активные сопротивления.

ГЛАВА ТРЕТЬЯ

ОБОТКИ

Обмотки электрических машин и трансформаторов выполняют важные задачи при передаче и преобразовании энергии. Поэтому конструкция обмоток электрических машин и происходящие в них процессы требуют специального изучения. За исключением

самых малых реактивных и гистерезисных двигателей, все машины имеют, по крайней мере, две обмотки, одна из которых размещается на статоре, а другая на роторе.

В некоторых машинах, например в синхронных машинах и машинах постоянного тока, указанные функции обмоток проявляются особенно отчетливо. Обмотка возбуждения образует магнитный поток, в результате чего в обмотке якоря при вращении генерируется электрическая энергия, причем обмотка якоря создает одновременно ускоряющий или тормозящий вращающий момент. У асинхронных двигателей и коллекторных двигателей переменного тока эти задачи проявляются менее отчетливо, хотя в принципе здесь происходят те же самые процессы.

Мы подразделяем все обмотки в соответствии с их задачами и их конструктивным исполнением на три следующие группы: коллекторные обмотки, обмотки переменного тока и обмотки возбуждения.

1. КОЛЛЕКТОРНЫЕ ОБМОТКИ

Эти обмотки присоединяются к коллектору. Так как они применяются в основном в машинах постоянного тока, то их часто называют также **якорными обмотками** постоянного тока. Однако такие же обмотки применяются в коллекторных машинах переменного тока.

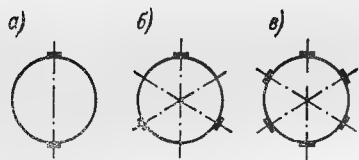


Рис. 42. Расположение щеток при переменном токе: а — однофазный ток; б — трехщеточный комплект; в — шестищеточный комплект.

С помощью коллектора и щеток оси обмотки может быть придано неподвижное пространственное положение, а также может осуществляться электрическая связь между цепями различной частоты. На рис. 42 показаны разные случаи соединения якоря с коллектором в коллекторных машинах переменного тока; на рис. 42, а изображено однофазное присоединение, на рис. 42, б — трехщеточная схема при трехфазном токе и на рис. 42, в — шестищеточная схема также при трехфазном токе.

а) Общая конструкция обмоток

В настоящее время применяются, как правило, только замкнутые барабанные обмотки. Обе стороны их катушек располагаются на поверхности якоря, и все катушки образуют однократно или многократно замкнутую цепь. Якорная катушка представляет собой основной конструктивный элемент обмотки. Она может состоять из одного или нескольких витков. По технологическим и конструктивным причинам обычно все катушки выполняются с одинаковым числом витков и одинаковой формой (рис. 43). Катушки укладываются в пазы, как правило, в два слоя друг над

другом. При этом одна сторона катушки попадает в верхний слой, а другая в нижний слой. Такие обмотки называют **двухслойными**. Таким образом, в каждом пазу имеются, по крайней мере, две стороны катушек, которые располагаются одна над другой (рис. 44, а). Можно располагать также и несколько сторон катушек рядом друг с другом (рис. 44, б), но не более четырех. Соединение двух катушек осуществляется через коллекторную пластину.

Между числом пазов N , числом коллекторных пластин k и числом расположенных рядом друг с другом сторон катушек u существует следующая зависимость:

$$u = k/N = \text{целому числу.} \quad (109)$$

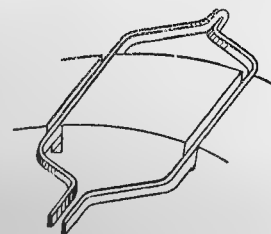


Рис. 43. Форма катушки двухслойной обмотки.

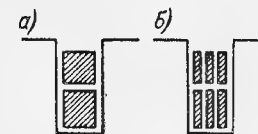


Рис. 44. Двухслойная обмотка: а — с одной стороной катушек ($u=1$); б — с тремя сторонами катушек рядом друг с другом ($u=3$).

Расположенные в одном пазу стороны катушек ведут себя по отношению к магнитному полю так, как будто они лежат в пазу по его оси. Наибольшая э. д. с. наводится тогда, когда катушка охватывает весь магнитный поток, т. е. когда ширина катушки (W) равна полюсному делению (τ). Обмотки с такими катушками называют **диаметральными** (полношаговыми) обмотками, так как у двухполюсной машины стороны катушек точно совпадают с диаметром якоря.

Для некоторых целей, например для улучшения коммутации, ширина катушки выбирается несколько меньше полюсного деления ($W < \tau$). Такие обмотки называются **хордовыми**. Путем уменьшения ширины катушки ослабляется сцепленный с катушкой магнитный поток. По этой причине может производиться лишь небольшое уменьшение или, как это обычно называется, укорочение ширины катушки.

Для дальнейшего улучшения коммутации, катушки выполняются иногда с неодинаковой шириной, и такие обмотки называются **ступенчатыми** (рис. 45, б). При этом, в противоположность обычным обмоткам (рис. 45, а), стороны соседних катушек не всегда находятся в одном и том же пазу.

Действительная или конструктивная ширина катушки W выражается произведением числа η_1 пазовых делений, расположенных между сторонами катушки, на шаг пазового деления τ_2 , т. е. $W = \eta_1 \tau_2$. В электрическом отношении ширину катушки можно

характеризовать числом y_1 расположенных в ее пределах сторон катушек. У обычной обмотки (рис. 45, а) при этом будет $y_1 = u\eta_1$, в то время как у ступенчатой обмотки (рис. 45, б) $\eta_1 = y_1/u$ является дробным числом и катушки должны выполняться с двумя разными значениями конструктивной ширины. Ширину катушки y_1 называют первым шагом обмотки.

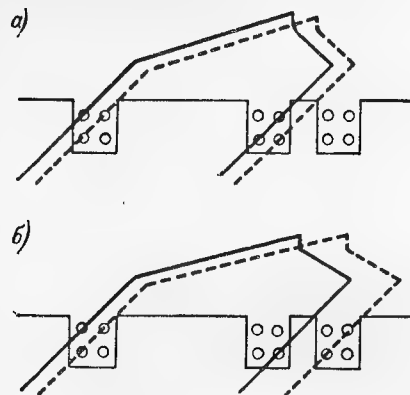


Рис. 45. Обычная (а) и ступенчатая (б) обмотка.

Соединение отдельных катушек между собой может производиться двумя принципиально разными способами. В первом случае соединяют следующие друг за другом катушки, расположенные под одной парой полюсов (рис. 46, а). При этом обмотка располагается по окружности якоря петлеобразно и называется петлевой.

Во втором случае следующие друг за другом катушки лежат под соседними парами полюсов (рис. 46, б). Обмотка имеет волнообразную форму и называется волновой. Шаг y_2 , который указывает расстояние между следующими друг за другом сторонами последовательно соединенных катушек, называют вторым шагом обмотки. Наконец, расстояние y между двумя

катушками y_1 называют первым шагом обмотки.

Соединение отдельных катушек между собой может производиться двумя принципиально разными способами.

Во втором случае следующие друг за другом катушки лежат под соседними парами полюсов (рис. 46, б). Обмотка имеет волнообразную форму и называется волновой. Шаг y_2 , который указывает расстояние между следующими друг за другом сторонами последовательно соединенных катушек, называют вторым шагом обмотки. Наконец, расстояние y между двумя

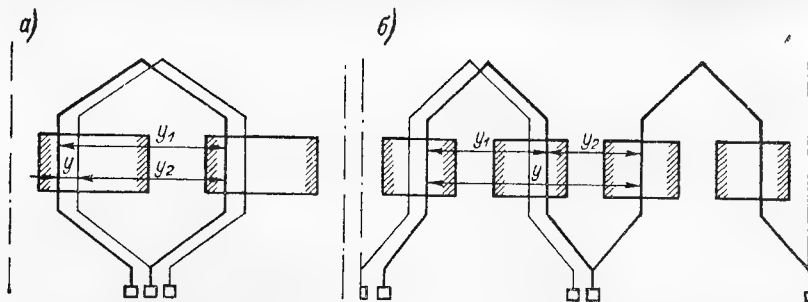


Рис. 46. Неперекрестная петлевая (а) и волновая (б) обмотки.

следующими на схеме соединений друг за другом катушками называют результирующим шагом обмотки. Этот шаг указывает также число пластин коллектора, которое надо отсчитать, чтобы перейти с одной катушки на следующую непосредственно за ней в схеме.

Из рис. 46, а и б для петлевой обмотки следует:

$$y = y_1 - y_2, \quad (110a)$$

а для волновой обмотки:

$$y = y_1 + y_2, \quad (110б)$$

где y_1 и y_2 являются положительными величинами.

Если у петлевой обмотки $y_2 < y_1$, как показано на рис. 46, а, то концы одной катушки не перекрещиваются и обмотка направлена слева направо. Такие обмотки называют неперекрестными, и они в основном применяются на практике. При $y_2 > y_1$ концы катушки перекрещиваются, и тогда обмотка называется перекрестной, она направлена справа налево. В случае волновой обмотки установить, перекрещиваются ли концы катушки или нет, можно только после одного обхода (py). Неперекрестная обмотка имеет место при $py = 2pt$.

При вычерчивании схемы поверхность якоря с обмоткой как бы разворачивается в плоскость бумаги. Наглядности ради каждая катушка вычерчивается только с одним витком.

б) Петлевые обмотки

Схема петлевой обмотки с $y_1 = 5$, $y_2 = 4$ и $y = 1$ показана на рис. 47 для $N = 20$ и $u = 1$. Если проследить за последовательным соединением катушек, то можно убедиться, что наибольшее потокоцепление определяется уже числом катушек под одной парой полюсов.

Если простоты ради предположить, что магнитное поле распределяется под полюсами синусоидально, то напряжения отдельных катушек можно изобразить с помощью векторов. Каждый вектор смещен относительно соседнего на угол $360^\circ p/N$ и обмотка в целом образует звезду с N/p векторами (рис. 48, а). Если проследить за последовательным соединением катушек, то мы просуммируем напряжения в виде многоугольника напряжений (рис. 48, б).

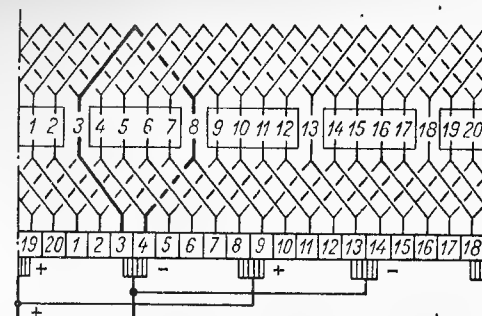


Рис. 47. Четырехполюсная одноходовая петлевая неперекрестная обмотка с диаметрально-равным шагом $u = 1$, $k = 20$, $y_1 = 5$ и $y_2 = 4$.

Многоугольник напряжений дает напряжения между различными катушками обмотки, причем они выражаются величиной хорд между соответствующими угловыми точками. Это напряжение является переменным. Таким образом, можно снять с обмотки многофазное напряжение, если соединить соответствующие угловые точки (точки соединения каждой двух катушек) с контактными кольцами. Можно снять с обмотки также и постоянное напряжение, если точки соединения катушек будут скользить

по коллектору. Величина постоянного напряжения, снимаемого с коллектора, будет определяться хордой, соединяющей две неподвижные щетки, расположенные на окружности коллектора. Это напряжение является наибольшим, когда щетки располагаются точно симметрично друг против друга, как это обычно бывает в машинах постоянного тока.

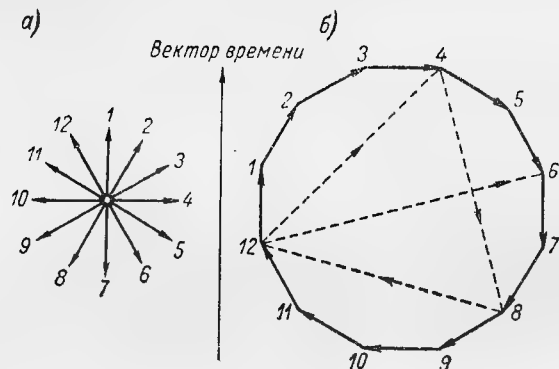


Рис. 48. Двухполюсная петлевая обмотка с 12 катушками: а — звезда напряжений; б — многоугольник напряжений.

Практически коллектор выполняется вращающимся и состоит из набора пластин, к каждой из которых присоединяются соответствующие концы катушек. Щетки, неподвижные относительно

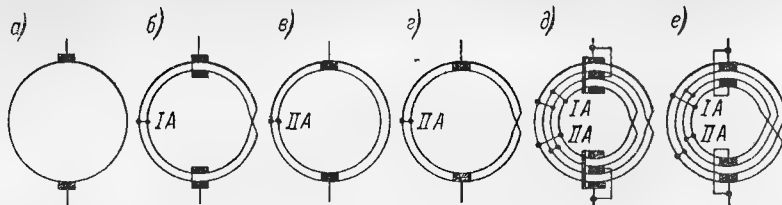


Рис. 49. Окружности напряжения одноходовой и двухходовой петлевых обмоток: а — $m = 1$; $p = 1$; б — $m = 1$, $p = 2$; в — $m = 2$, $p = 1$, двукратно замкнута; г — $m = 2$, $p = 1$, однократно замкнута; д — $m = 2$, $p = 2$, двукратно замкнута; е — $m = 2$, $p = 2$, однократно замкнута. Здесь же указаны необходимые уравнительные соединения.

оси полюсов, скользя по коллектору, снимают постоянное напряжение, величина которого всецело определяется расстоянием между щетками.

При большом числе катушек многоугольник напряжений переходит в окружность напряжения, причем щетки располагаются на диаметрах этой окружности.

Окружность напряжения обычной петлевой обмотки с $y = 1$ и $p = 1$ показана на рис. 49, а. Окружность напряжения четы-

рехполюсной машины представлена на рис. 49, б. В последнем случае окружность надо обойти дважды, прежде чем обмотка замкнется. В общем случае обмотка многополюсной машины замыкается после p обходов окружности напряжения. Если на многополюсной машине установить только две щетки на расстоянии одного полюсного деления, например наружные щетки по рис. 49, б, то становится очевидно, что вторая половина обмотки (внутренняя окружность) не используется. Для полного использования петлевой обмотки необходимо p пар щеток, причем получается $2p$ параллельных ветвей. Обмотку с $y = 1$ называют однокходовой петлевой обмоткой, так как при однократ-

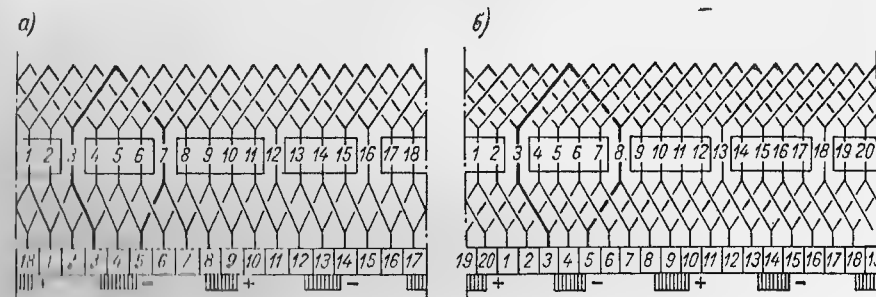


Рис. 50. Четырехполюсная двухходовая двукратно замкнутая петлевая обмотка: а — N/p — нечетное число; б — N/p — четное число.

ном обходе вокруг якоря охватываются все катушки. Обозначим через m число обходов вокруг якоря и через $c = 2a$ число параллельных ветвей; тогда для однокходовой петлевой обмотки ($m = 1$) будет:

$$2a = 2p = c. \quad (111)$$

Однако обмотка может замыкаться также и после m обходов; тогда ее называют m -х о д о в о й петлевой обмоткой. Нетрудно убедиться, что при этом

$$y = m. \quad (112)$$

Широкое практическое применение до сих пор получила лишь д в у х х о д о в а я петлевая обмотка, рассмотрением которой мы и ограничимся. Два примера такой обмотки показаны на рис. 50. Для двухходовой обмотки можно различать два случая.

В первом случае половина обмотки замыкается уже после первого обхода, а вторая половина катушек замыкается во время второго обхода, в результате чего получаются две независимые однокходовые обмотки. Такую обмотку называют д в у х х о д о в о й д в у к р а т н о з а м к н у т о й петлевой обмоткой (рис. 50); ее условием является:

$$k = uN = \text{четному числу}. \quad (113)$$

Окружность напряжения этой обмотки показана на рис. 49, *в* для $p = 1$ и на рис. 49, *д* для $p = 2$. Отсюда нетрудно усмотреть, что обмотка должна иметь $2p$ пар щеток и что число параллельных ветвей будет:

$$2a = c = 4p. \quad (114)$$

Во втором случае двухходовая обмотка замыкается лишь после двух обходов вокруг якоря; это будет случай однократно замкнутой двухходовой петлевой обмотки; ее условием является:

$$k = uN = \text{нечетному числу}, \quad (115)$$

что возможно лишь в том случае, если u и N будут нечетными. Окружности напряжений обмотки показаны на рис. 49, *г* для $p = 1$ и на рис. 49, *е* для $p = 2$.

В общем виде для многоходовых петлевых обмоток будет:

$$2a = c = 2mp. \quad (116)$$

Эти обмотки допускают больше параллельных ветвей и применяются на крупных быстроходных машинах постоянного тока, а также на крупных коллекторных машинах трехфазного тока.

Если коллекторные пластины обоих обходов двухходовой петлевой обмотки распределить по обеим сторонам якоря, то получится состоящая из двух отдельных обмоток двухколлекторная обмотка. Условием для обеспечения равных э. д. с. обоих коллекторов является выполнение одной обмотки перекрестной ($y = -1$), а другой обмотки неперекрестной ($y = +1$). Обе обмотки должны располагаться в пазах не друг над другом, а одна рядом с другой.

Как мы видели, у многополюсных петлевых обмоток параллельные ветви объединяются щетками (рис. 49, *б*, *д* и *е*). Эти ветви располагаются под различными парами полюсов. Вследствие незначительных неточностей в конструктивном исполнении машины магнитные потоки под отдельными полюсами, а вместе с тем и э. д. с., наведенные в параллельных ветвях, становятся неодинаковыми. В результате этого, ввиду малого сопротивления якоря, возникают большие уравнивательные токи, которые проходят через щетки, вызывая тем самым неравномерные нагрузки на щетки и искрение под ними.

Опыт показал, что петлевые обмотки не могут применяться без уравнивательных соединений. Для того чтобы ликвидировать дополнительную нагрузку, оказываемую на щетки уравнивательными токами, точки обмотки, имеющие теоретически одинаковый потенциал, соединяются между собой; уравнивательные токи проходят через эти соединения. Их величина ограничивается реактивным действием обмотки. Многоугольник напряжений показывает точки с одинаковым потенциалом. Условием для этих точек является:

$$N/p = k/up = \text{целому числу}. \quad (117)$$

Расстояние между точками составляет:

$$y_v = kp, \quad (118)$$

т. е. эти точки удалены друг от друга точно на два полюсных деления.

В обычных одноходовых петлевых обмотках совсем не обязательно, чтобы все $k/2$ точки соединялись между собой. Малые и средние машины снабжаются на практике только одной четвертой частью, а крупные машины полным числом уравнивательных соединений. Концы уравнивательных соединений присоединяются к коллектору (рис. 51).

Описанные уравнивательные соединения ликвидируют неравномерности потоков под отдельными полюсами и называются уравнивательными соединениями первого рода. Необходимость уравнивательных соединений первого рода обусловливает конструктивное исполнение одноходовой петлевой обмотки. Число пазов должно согласно уравниванию (117) делиться на число пар полюсов. С точки зрения улучшения коммутации выбирают $N/p = \text{нечетному числу}$. Число катушек и коллекторных пластин составляет при этом $k = up$.

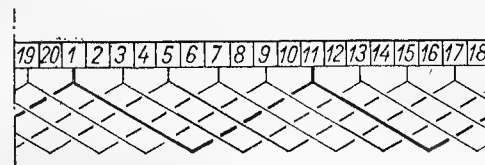


Рис. 51. Уравнивательные соединения (первого рода) для петлевой обмотки по рис. 47.

В двухходовой петлевой обмотке описанные уравнивательные соединения первого рода (при $p > 1$) также необходимы, так как и здесь имеет место опасность возникновения неодинаковых полюсных потоков. Однако эти соединения еще не обеспечивают безыскровой работы машины. Под каждым полюсом всегда находятся две ветви обмотки, объединенные одной щеткой. Ширина щетки должна при любых обстоятельствах перекрывать, по крайней мере, две коллекторные пластины, т. е. ширина щетки должна быть больше ширины одной пластины. На практике же ее выбирают всегда больше ширины двух пластин. При работе машины перекрытие пластин различными щетками становится практически несимметричным. Вследствие этого одноименнополюсные щетки часто соединяют между собой точки с неодинаковыми потенциалами. Под кромками щеток возникают известные напряжения, которые вызывают искрение. Рассматривая контур напряжения двукратно замкнутой обмотки по рис. 49, *в* (которая не имеет уравнивательных соединений первого рода, так как $p = 1$), видим, что взаимное положение обеих цепей напряжения определяется только щеточными контактами и при работе машины часто меняется.

Уравнивательные соединения второго рода обеспечивают надежное соединение обеих цепей и тем самым

устраняют неравномерность щеточного перекрытия. Однократно замкнутая обмотка по рис. 49, z имеет, правда, соединение между обеими цепями напряжения, однако оно оказывается, как правило, недостаточным, так что для этой обмотки также требуются уравнивательные соединения второго рода.

Уравнивательные соединения второго рода служат для того, чтобы напряжения между концами одной катушки подразделялось на две приблизительно равные части расположенной между ними пластиной другого хода обмотки. Для достижения этого необходимо, чтобы уравнивательное соединение соединяло пластину второго хода, расположенную между двумя концами секции первого хода обмотки, со средней точкой данной секции, лежащей по другую сторону якоря. При этом соединения должны проходить внутри якоря (вдоль вала). Точки, которые должны соединяться между собой, определяются многоугольником напряжений обмотки. Уравнивательные соединения второго рода, таким образом, служат для выравнивания напряжения по коллектору.

При определенных обстоятельствах уравнивательные соединения первого рода могут служить также уравнивательными соединениями второго рода. На рис. 49 щетки изображены жирными линиями. На рис. 49, d для ясности изображения две щетки пришлось изобразить подразделенными. Однако толщина соединительной линии показывает, что в обоих случаях имеется в виду одна щетка. Уравнивательные соединения указаны тонкими линиями. Рис. 49, d показывает, как должны располагаться уравнивательные соединения второго рода при $p = 1$, ибо такие соединения при двухходовых обмотках необходимы также и при $p = 1$. Для того чтобы при $p > 1$ уравнивательные соединения действовали как по первому, так и по второму роду, шаг соединения в двукратно замкнутой обмотке ($k = uN =$ четному числу) должен быть:

$$y_v = k/p = uN/p = \text{нечетному числу.} \quad (119)$$

Ввиду того, что согласно уравнению (117) $N/p =$ целому числу, как u , так N/p могут выражаться только нечетными числами. При нечетном u величина N должна быть четной; поэтому, чтобы N/p стало нечетным, необходимо, чтобы p было четным. Для однократно замкнутой обмотки $k = uN =$ нечетному числу. Это возможно лишь тогда, когда как u , так и N являются нечетными. Ввиду того, что для уравнивательных соединений первого рода N/p должно быть целым числом, p может выражаться в этом случае только нечетными числами. Исходя из сказанного, получаем, что уравнивательные соединения первого рода действуют в качестве уравнивательных соединений второго рода только при $u =$ нечетному числу. При этом в случае двукратно замкнутых обмоток p должно быть четным, а в случае однократно замкнутых обмоток p должно быть нечетным числом [44]. Условия для уравнивательных соединений второго рода между различными сторонами

якоря были даны Рихтером (Richter) [44], и мы на них останавливаться больше не будем.

При определенных обстоятельствах отдельные катушки имеют неодинаковые индуктивности рассеяния и попадают поэтому при коммутации в неблагоприятное положение. При этом для уравнивания могут предусматриваться соединения третьего рода. Выполнение этих соединений описывается Рихтером и Секвенцем (Sequenz) [44, 45]. Если уравнивательные соединения второго рода присоединены ко всем пластинам коллектора, то они действуют одновременно и как уравнивательные соединения третьего рода.

в) Волновые обмотки

Конструкция волновой обмотки уже была в принципе показана на рис. 46, b . Полная схема волновой обмотки с $u = 1$, $k = 19$, $N = 19$, $y_1 = 5$, $y_2 = 4$ и $y = 9$ изображена на рис. 52. Если проследить за соединением отдельных катушек, то увидим, что потокосцепление постоянно усиливается и принимает максимальное значение, которое, однако, от числа полюсов не зависит. Ввиду этого волновая обмотка имеет независимо от числа полюсов только одну пару параллельных ветвей. Для съема тока достаточны две щетки, как это и показано на рис. 52. Если установить еще две щетки (на рис. 52 они заштрихованы), то число параллельных групп не изменится. Между однополюсными щетками находится только одна катушка (вычерчена на рис. 52 жирными линиями), которая расположена в нейтральной зоне и не увеличивает напряжение. На практике применяется полное число щеток для того, чтобы длина коллектора была небольшой.

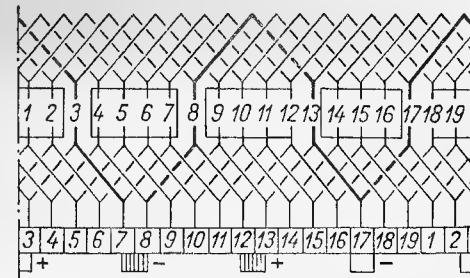


Рис. 52. Четырехполюсная одноходовая волновая обмотка с $u = 1$, $k = 19$, $y_1 = 5$, $y_2 = 4$ и $y = 9$ (неперекрестная).

Обычно шаги обмотки y_1 и y_2 выбираются по возможности равными полюсному делению, благодаря чему обмотка лучше используется. Однако точно совпадать с полюсным делением они не должны, так как в этом случае обмотка оказалась бы замкнутой после первого обхода. Волновая обмотка может выполняться в виде хордовой, что достигается, например, у обмотки по рис. 52 чередованием шагов $y_1 = 4$ и $y_2 = 5$. В противоположность петлевой обмотке здесь экономия материала (более короткий вылет головок лобовых частей обмотки) достигается лишь в том случае, если катушка состоит из нескольких витков. Обмотка может быть

выполнена также и в виде перекрестной, например по рис. 52 с $y_1 = y_2 = 5$.

Волновая обмотка может выполняться многоходовой, что достигается путем того, что после первого обхода конец подводят не к соседней, а к m -ой пластине коллектора. При этом между числом пар полюсов p , числом коллекторных пластин k , числом ходов m и результирующим шагом обмотки y существует простая зависимость:

$$k = py \pm m,$$

откуда следует:

$$y = \frac{k(\mp)m}{p}. \quad (120)$$

Знак минус в (120) указывает на перекрестную, а взятый в скобку знак плюс — на перекрестную обмотку, которую, однако, по возможности избегают. Волновая обмотка выполняется с большим числом ходов ($m = 4$ и более), чем петлевая обмотка. Обмотка может быть замкнута однократно или многократно. Число раздельных, однократно замкнутых обмоток равно наибольшему делителю t , общему для y и m . Если этот делитель равен единице, то обмотка замкнута однократно. Число параллельных ветвей обмотки равно

$$c = 2a = 2m. \quad (121)$$

Щетки должны быть достаточно широкими для того, чтобы обеспечить съем тока со всех параллельных ветвей, т. е. в любом случае они должны перекрывать по крайней мере m коллекторных пластин. Если выбирают щетки меньшей ширины, то в действие вступают уравнительные соединения, которые будут рассматриваться ниже. Распределение тока по параллельным ветвям происходит при этом через уравнительные соединения.

Ввиду того, что в волновой обмотке уже при одном обходе происходит сцепление со всеми полюсными потоками, неравномерность отдельных полюсных потоков никакой роли не играет. Поэтому уравнительные соединения первого рода в волновых обмотках не нужны. Однако уравнительные соединения второго рода, которые должны устранять последствия неравномерности щеточного перекрытия, необходимы также и в многоходовых волновых обмотках.

Условиями существования на одной стороне якорной обмотки точек, напряжения между которыми равно нулю, являются:

$p/m = p/a =$ целому числу и $N/m = N/a =$ целому числу, (122а,б) а шаг соединений при этом составляет:

$$y_v = k/m. \quad (123)$$

Ввиду того, что неравномерность полюсных потоков в волновых обмотках никаких неполадок не вызывает, нет необходимости также и в том, чтобы уравнительные соединения второго рода действовали в качестве уравнительных соединений первого рода.

Более того, последнее нежелательно из-за добавочного нагрева уравнителей. Поэтому в данном случае целесообразно, чтобы уравнительные соединения соединяли между собой целые обходы, т. е. группы с p (или кратным p) числом последовательных катушек. Шаг соединения y_v должен при этом делиться на целое число m , т. е.

$$\frac{k}{m^2} = \frac{yp/m(\pm)1}{m} = \text{целому числу}. \quad (124)$$

Например, для $m = 2$ может быть $p = 2, 3, 5, 6, 7, 9, 10, \dots$. Если все соединения второго рода присоединены, то по ним, как было сказано выше, протекают уравнительные токи первого рода. То же самое имеет место и тогда, когда присоединены хотя и не все соединения, но N/m^2 является дробным числом. Чаще всего условие уравнения (124) неисполнимо. В таком случае Рихтер рекомендует присоединять все уравнительные соединения, чтобы они действовали также и в качестве уравнительных соединений первого рода и обеспечивали, по возможности, полное уравнивание полюсных потоков. Более подробные сведения об уравнительных соединениях волновых обмоток даны в работах [44, 45].

Волновые обмотки могут выполняться не для всех значений p , n и m . Здесь решающее значение имеет уравнение (120). В случае одноходовых обмоток ($a = m = 1$) при $p = 3, 6, 9, \dots$ исключается значение $n = 3$, а при $p =$ четному числу исключаются все четные значения n . В многоходовых обмотках с уравнительными соединениями на одной стороне якоря p/m и $N/m = k/um$ должны быть целыми числами. Для $m = 2$ и при $p = 2 \div 10$ могут применяться только числа пар полюсов $p = 2, 4, 6, 8, 10$; для $m = 3$ — только $p = 3, 6, 9$ и для $m = 4$ — только $p = 4, 8$. В двухслойных обмотках с u расположенными рядом в одном пазу сторонами катушек $k = uN$. Уравнительные соединения требуют, кроме того, чтобы $N/m = g =$ целому числу. При этом по (120) получим:

$$y = \frac{ug(\mp)1}{p/m}. \quad (125)$$

Обмотки, у которых u и p/m имеют общий делитель, больший единицы, не могут быть выполнены. Это имеет место, например, при четных значениях u и одновременно четных значениях p/m или при значениях $u = 3, 6$ и одновременно $p/m = 3$.

Если все же желательно применить обмотки, которые обычно невыполнимы для определенных значений p и u , то их надо либо искусственно замыкать, либо выполнять с холостыми катушками. При этом во время выполнения соединений «перескакивают» через одну или несколько катушек. Симметрии ради они закладываются в якорь, но их концы изолируются. В обмотке с $p = 2$, $u = 2$ и $N = 10$ получается, что $k = 2 \cdot 10 = 20$; одноходовая обмотка при этом не может быть выполнена. Если же оставить одну катушку холостой, то будет $k = uN - 1 = 20 - 1 = 19$, и обмотка может

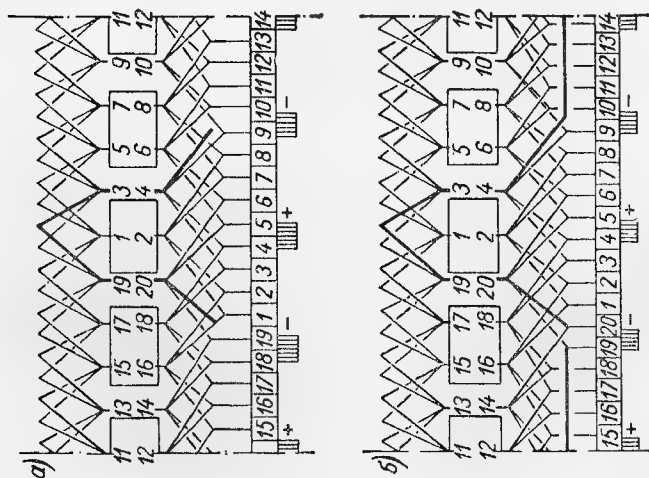


Рис. 53. Волновые обмотки с $N = 10$, $p = 2$ и $u = 2$; а — с «мертвой» секцией, б — с искусственно замкнутой обмоткой.

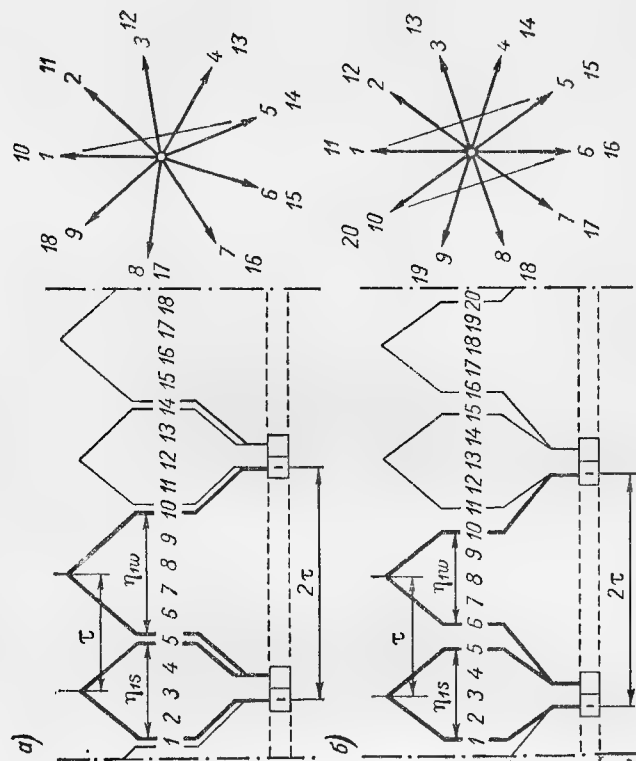


Рис. 54. Элемент обмотки Лапура для $a = p$ с звездой векторов пазовых напряжений (справа): а — $N/p =$ нечетному числу; б — $N/p =$ четному числу.

быть выполнена с $y = 9$ (рис. 53, а). В механическом отношении обмотка симметрична и все катушки имеют ширину $y_1 = 4$ ($\eta_1 = 2$). В искусственно замкнутой обмотке обход катушки восполняется обычным проводом (рис. 53, б). Обмотки с холостыми катушками часто применяются на практике.

г) Обмотки смешанного типа

Для того чтобы избежать применения уравнительных соединений, петлевая обмотка комбинируется с волновой обмоткой таким образом, чтобы элемент из двух катушек этой обмотки образовывал уравнительное соединение для петлевой обмотки. Такие обмотки известны под названием обмоток Лапура или лягушечьих обмоток [44, 45]. При $a = p$ одноходовая петлевая обмотка требует p -ходовой волновой обмотки. На рис. 54, а и б показаны элементы такой обмотки для N/p , равного нечетному и четному числу.

Для выполнения условий симметрии необходимо, чтобы измеренные в пазовых делениях ширины катушек были равны:

$$\eta_{1s} = \eta_{1w} \quad (126)$$

и чтобы оси катушек были смещены относительно друг друга точно на одно полюсное деление. Если сумма обеих ширин катушек точно равна одному двойному полюсному делению и обе стороны катушек лежат в одном пазу, то должно быть:

$$\eta_{1s} = \eta_{1w} = Np. \quad (127)$$

Первое условие выполняется только при $N/p =$ четному числу (рис. 54, б), а второе — при $N/p =$ любому целому числу (рис. 54, а). В обоих случаях сумма э. д. с., наводимых в элементе обмотки, состоящем из последовательной схемы обеих катушек, равна нулю, и поэтому элемент может действовать в качестве уравнительного соединения. В проектировании таких обмоток следует учитывать, что обе составляющие обмотки могут быть перекрестными или неперекрестными. Число параллельных ветвей здесь составляет:

$$2a = 2p = c. \quad (128)$$

Практическое применение в коллекторных электродвигателях трехфазного тока за последнее время получили обмотки с $a \geq p$. К сожалению, до сих пор еще не опубликовано ни одно теоретическое исследование этих обмоток, так что мы можем привести лишь общие рекомендации для проектирования таких обмоток. В первую очередь обе обмотки, которые могут быть многоходовыми, должны обеспечивать приблизительно одинаковое напряжение на щетках. Это приводит к тому, что напряжения отдельных элементов обмотки, присоединенных к одним и тем же коллекторным пластинам, практически также должны быть одинаковыми. Равенство напряжений достигается путем соответствующего выбора

количества параллельных ветвей, числа витков катушки и ширины катушек, т. е. шага y_1 обеих обмоток. Последнее оказывает влияние на обмоточный коэффициент. Кроме того, должны совпадать фазы напряжений обеих обмоток. Наконец, для того чтобы можно было обойтись без уравнительных соединений, необходимо произвести электрическое соединение различных ходов обмотки.

Такая обмотка для $p = 3$, $N = 89$, $u = 3$ и $k = 267$ показана на рис. 55. Обмотка состоит из двухходовой петлевой обмотки с $y = 2$ и трехходовой волновой обмотки с $y = (267 - 3)/3 = 88$.

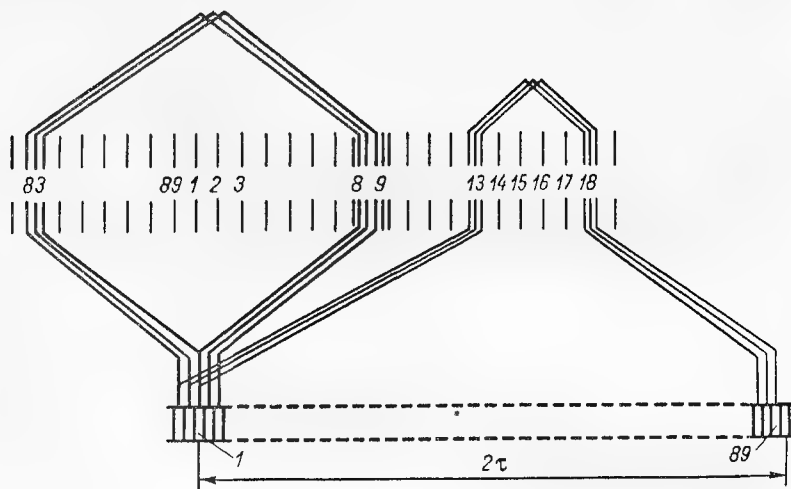


Рис. 55. Комбинированная обмотка для трехфазного коллекторного двигателя с $N = 89$, $p = 3$ и $u = 3$.

Эффективное число витков обмотки составляет

$$w = \frac{2Nu}{6c} \sin \frac{\pi}{2} \cdot \frac{W}{\tau}.$$

Для петлевой обмотки получается:

$$w_s = \frac{2 \cdot 89 \cdot 3}{6 \cdot 6} \sin 89^\circ = 14,8,$$

а для волновой обмотки

$$w_w = \frac{2 \cdot 89 \cdot 3}{6 \cdot 3} \sin 30^\circ,3 = 15,0,$$

т. е. практически одинаковые числа витков.

Точное доказательство совпадения положения фаз может дать только графическое изображение части звезды напряжений. Однако можно просто убедиться в том, что положения фаз приблизительно правильны, путем расчета положений осей элементов обмотки. Оси трех катушек петлевой обмотки располагаются между первым и вторым пазами на расстоянии $2/3$ пазового деле-

ния. Положение осей катушек волновой обмотки должно быть удалено отсюда на одно полюсное деление, т. е. на $89/6$ пазов. Это положение составляет $2/3 + 89/6 = 15,5$ пазов, т. е. в точности так, как предполагалось. Расчет является, правда, неточным, однако при трехфазном токе указанные обмотки к небольшим асимметриям малочувствительны. Согласно практическим наблюдениям незначительная асимметрия, по-видимому, оказывает благоприятное влияние на коммутацию.

д) Выбор обмотки

При постоянном токе обычно отдают предпочтение симметричным обмоткам, т. е. обмоткам, у которых между соседними коллекторными пластинами располагается одинаковое число катушек. Искусственно замкнутые волновые обмотки или волновые обмотки с холостыми катушками к симметричным обмоткам не относятся. Хотя опыт применения холостых катушек на небольших машинах положителен, на крупных машинах их избегают применять. Однако холостые катушки и искусственно замкнутые обмотки все же применяются для того, чтобы сократить количество различных конфигураций штампованных стальных листов и число типов коллекторов.

Пазовое пространство используется тем лучше, чем меньше места требуется для изоляции. Для этой цели число проводников должно быть как можно меньшим, а их сечение как можно большим. Оптимальной в этом отношении является обмотка с одним проводником на катушку и только двумя проводниками в пазу ($u = 1$). По этой причине на малых машинах применяется одноходовая волновая обмотка. Следует учесть, что у двухполюсных машин ($p = 1$) волновые и петлевые обмотки идентичны. С возрастанием мощности находит применение многоходовая волновая обмотка, а затем одноходовая петлевая обмотка. Двухходовая петлевая обмотка применяется только на самых крупных машинах. При проектировании обмотки необходимо обращать внимание на напряжение между соседними коллекторными пластинами.

Под средним напряжением между коллекторными пластинами понимают

$$e_{sm} = \frac{U}{k} \cdot 2p. \quad (129)$$

С учетом опасности искрения щеток у машин без компенсационной обмотки это напряжение не должно превышать 16 в , а у машин с компенсационной обмоткой оно должно быть не больше 20 в .

Коллекторные машины переменного тока менее чувствительны к асимметрии обмоток. В этих машинах, во избежание искрения щеток, применяются низкие напряжения между коллекторными пластинами. Здесь на малых машинах обычно используется одноходовая петлевая обмотка. На средних и крупных машинах применяются многоходовые петлевые обмотки и комбинированные многоходовые петлевые и волновые обмотки.

2. ОБМОТКИ МАШИН ПЕРЕМЕННОГО ТОКА

а) Секционированные коллекторные обмотки

Коллекторные обмотки могут применяться также и при переменном токе. При этом коллектор отсутствует и лишь по порядку соединяют отдельные катушки. Отводы располагаются в соответствии с желаемой системой тока. Точки отвода удалены друг от друга на

$$v = k/am', \quad (130)$$

где m' — число фаз, причем $m' = 2$ соответствует однофазному току, $m' = 3$ — трехфазному току, $m' = 4$ — двухфазному току и $m' = 6$ — шестифазному току. Если v представляет собой дробь со знаменателем, равным двум, точки отвода могут находиться на разных сторонах якоря. Уравнение (130) выражает также условие для симметричной системы тока.

Если обмотка замкнута, то получается схема соединения ветвей многоугольника, например при трехфазном токе схема соединения треугольника. Для того чтобы получить схему звезды, необходимо разрезать обмотку в местах отвода.

Коллекторные обмотки применяются на малых синхронных генераторах, если желательно объединить в одной машине генератор переменного тока с возбудителем постоянного тока. Они применяются также и на одноякорных преобразователях и машинах постоянного тока для трехпроводных систем.

б) Однослойные обмотки

У однослойных обмоток в пазу находится только одна сторона катушки. Лобовые части катушек могут быть отогнуты таким образом, что они будут располагаться либо в двух, либо в трех плоскостях. Такие обмотки соответственно называются двухъярусными или трехъярусными.

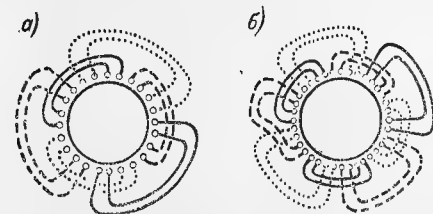


Рис. 56. Однослойные двухъярусные обмотки: а — для $p = 2$, $q = 2$; б — для $p = 3$, $q = 2$.

Выполнение двухъярусной обмотки показано на рис. 56 для $q=2$, $p=2$ и 3. При этом ветви трехфазной обмотки расположены в два этажа. Лобовые части катушек одной ветви обмотки распределены здесь по обоим ярусам. При нечетном числе полюсов лобовые части одной группы катушек должны переходить из одного яруса в другой путем выгиба секций, как, например, показанная пунктиром на рис. 56, б группа катушек ($p = 3$). Двухъярусная обмотка может выполняться для любых чисел пар полюсов. Однако для $p=1$ она неудобна с точки зрения

намоточной техники, и в этом случае предпочтение отдают трехъярусной обмотке.

Форма лобовых частей (головок) катушек двухъярусной обмотки показана на рис. 57.

Двухъярусная обмотка может выполняться также с катушками одинаковой формы, как показано на рис. 58.

Обмотка может быть выполнена так, что лобовые части катушек одной ветви отгибаются в обе стороны от расточки. Лобовые части катушек располагаются в три яруса, и такую обмотку называют трехъярусной. На рис. 59 показаны два примера этой обмотки, один для $p = 1$ и $q = 4$, а второй для $p = 2$ и $q = 2$. Все лобовые части катушек одной и той же ветви расположены у этой обмотки в один ярус. Длина витков, сопротивление обмотки и реактивное сопротивление рассеяния обмотки имеют для всех ветвей различные значения, в то время как у двухъярусных обмоток с катушками одинаковой формы по рис. 58 они практически одинаковы.

Трехъярусная обмотка позволяет осуществить удвоенное число параллельных ветвей. У двухъярусных обмоток это число составляет p , а у трехъярусной обмотки $2p$. Если число пазов на полюс и фазу является нечетным ($q = N/2pm$), то проводники одной (средней) катушки отгибаются в разные стороны. Для того чтобы можно было образовать параллельные ветви, число проводников в пазу должно быть четным.

По сравнению с двухъярусной обмоткой трехъярусная обмотка занимает больше места в осевом направлении, но зато для нее требуется меньше места в радиальном направлении. Это может дать известные преимущества для закрытых электродвигателей с небольшой высотой спинки.

Формы отгиба лобовых частей катушек трехъярусной обмотки показаны на рис. 60.

Трехъярусная обмотка также может выполняться с катушками одинаковой формы. На рис. 61 показана принципиальная схема такой обмотки для $p = 1$ и $q = 4$.

Однослойные обмотки выполняются обычно с целым числом пазов на полюс и фазу, а именно

$$q = \frac{N}{2pm} = \text{целому числу}. \quad (131)$$

Такие обмотки могут быть выполнены только с диаметральным шагом. Число q выбирается с учетом условий конструктивного исполнения обмотки не меньше 2. В большинстве случаев q составляет от 3 до 8.

Для разъемного статора при $p = 2$ может быть применена трехъярусная обмотка, позволяющая транспортировать половины статора отдельно, без распайки лобовых частей (рис. 62). Однако эти обмотки применяются очень редко, так как они вызывают появление токов, распространяющихся по валу, и подшипниковых

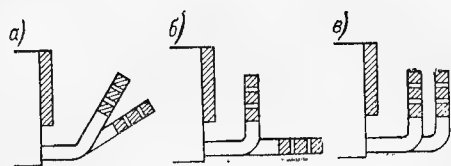


Рис. 57. Форма лобовых частей катушек двухъярусной обмотки с $q = 3$.

Рис. 58. Однослойная двухъярусная обмотка с катушками одинаковой формы для $p = 2$ и $q = 2$.

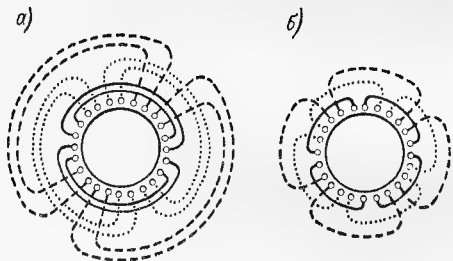
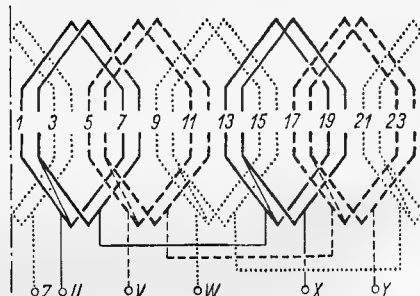


Рис. 59. Однослойная трехъярусная обмотка: а — для $p=1$, $q=4$; б — для $p=2$, $q=2$.

Рис. 60. Форма лобовых частей катушек трехъярусной обмотки с $q = 4$. Форма (а) применяется лишь в особых случаях, например, при разъемном статоре.

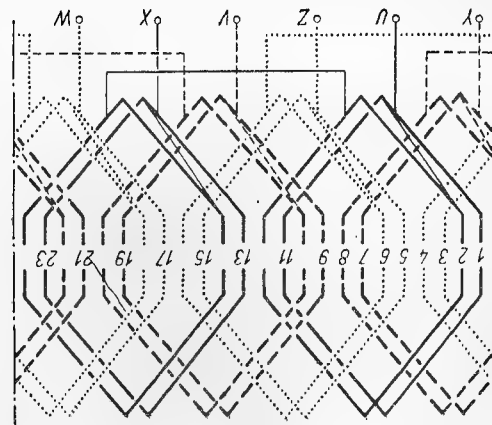
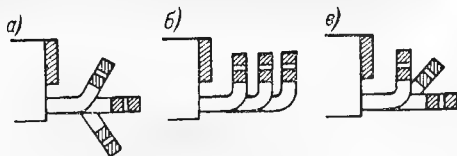


Рис. 61. Однослойная трехъярусная обмотка с катушками одинаковой формы для $p = 1$ и $q = 4$.

токов. Обычно предпочтение отдают нормальным обмоткам, и те катушки, которые перекрывают стыковые разъемы, монтируют на месте установки машины.

Двухфазные обмотки укладываются только в два яруса, а однофазные обмотки — только в один ярус. У последних обмоток катушками занимают только две трети пазов, так как намотка по всей окружности, ввиду увеличения обмоточных потерь, экономически не оправдана. Кроме того, при этом в э. д. с. и в поле воздушного зазора появляются значительные высшие гармонические, которые вызывают определенные помехи.

Звезда напряжений, изображающая отдельные напряжения в фазах обмотки, позволяет проконтролировать схему соединения катушек и параллельных ветвей. Поэтому рекомендуется во всех сложных случаях вычерчивать такую звезду напряжений.

При выполнении параллельных ветвей они равномерно распределяются по всей окружности и не сосредотачиваются на каком-либо отдельном участке. Такое распределение способствует уменьшению одностороннего магнитного тяжения. Кроме того, наводимая э. д. с. при этом мало зависит от эксцентрисичности положения ротора. Практический опыт показал, что такая схема обеспечивает спокойную работу машины.

Если в статоре размещается несколько обмоток, например у электродвигателей с переключающимися полюсами, то необходимо учитывать также и влияние, которое эти обмотки оказывают друг на друга [48, 49].

Обмоточный коэффициент, оказывающий решающее влияние на наводимую э. д. с., зависит у однослойных обмоток только от числа q :

$$\xi = \xi_G. \quad (132)$$

в) Двухслойные обмотки

Катушки одинаковой формы рассмотренной выше однослойной обмотки располагаются в один слой только в пазах, в то время как лобовые части катушек этой обмотки могут быть расположены в два или три слоя. Это вызывает необходимость выгибания лобовых частей катушек. Форма катушек становится значительно проще, если их располагать в два слоя также и в пазах. Такие обмотки называют двухслойными. Внешне они ничем не отличаются от обмоток машин постоянного тока. По сравнению с однослойными обмотками они имеют большое преимущество,

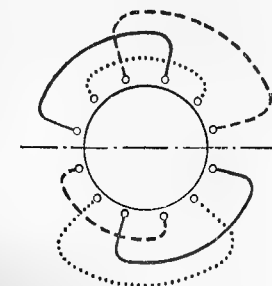


Рис. 62. Обмотки с сосредоточенными лобовыми частями катушек для разъемных статоров ($p = 2$, $q = 1$).

закрывающееся в том, что их можно выполнять в виде хордовых обмоток, благодаря чему уменьшаются высшие гармонические в кривой потока в зазоре и в кривой э. д. с.

Как мы увидим в пятой главе, наиболее благоприятной является ширина катушки $W = \frac{1}{6}\tau$, так как при этом сильно уменьшаются высшие гармонические пятого и седьмого порядков. Однако на высшие гармонические, обуславливаемые зубчатостью, укорочение шага обмотки влияния не оказывает. Уменьшение высших гармонических вследствие укорочения шага обмотки определяется обмоточным коэффициентом [уравнение (320)]. Другим средством для уменьшения высших гармонических является расширение зон. Этот вопрос подробно рассматривается в главе шестой (§ 6, в).

Под зоной понимается участок по окружности якоря, на котором проводники одной и той же фазы располагаются рядом друг с другом. У обычных обмоток с целым числом пазов на полюс и фазу ширина зоны составляет $360^\circ/2m$, т. е. у трехфазных обмоток 60° , а у двухфазных обмоток 90° . Эти обмотки называют шестизонными и четырехзонными. Благодаря укорочению шага катушек зоны под каждым из полюсов расширяются на одинаковую величину, а именно на величину перекрытия соседних фазных зон верхнего и нижнего слоев обмотки. Однако под расширением зон понимают такое расположение катушек, при котором зона под одним полюсом расширяется на такую же величину (ρ), на какую она уменьшается под другим полюсом. Если у трехфазной обмотки расширить зону до $\rho = 60^\circ$ или укоротить ширину катушки до $W = \frac{1}{3}\tau$, то получатся три симметричные зоны. Укорочение шага катушек и расширение зон оказывают одинаковое действие. Поэтому можно путем укорочения шага обмотки уменьшать одну из высших гармонических, а путем расширения зон — другую высшую гармоническую.

Обмоточный коэффициент двухслойной обмотки является функцией числа пазов на полюс и фазу (коэффициент распределения), укорочения шага (коэффициент укорочения) и расширения зон. Следовательно, он составляет [см. (332)]:

$$\xi = \xi_c \xi_z, \quad (133)$$

где ξ — коэффициент укорочения, а ξ_z — коэффициент зоны.

Двухслойная обмотка имеет по сравнению с однослойной обмоткой вдвое большее число проводников, она позволяет осуществить удвоенное число параллельных ветвей.

Наибольшее число параллельных ветвей в двухполюсных машинах составляет $s = 2p$ как для однослойных, так и для двухслойных обмоток. Однако крупные турбогенераторы требуют для обеспечения лучшего использования увеличения числа параллельных групп. Известны двухслойные обмотки с $s = 4p$ [46а, б].

На рис. 63 показана обмотка для $p = 1$ и $q = 4$ с $s = 4$, выводы которой расположены с разных сторон статора. У диаметральной обмотки при $s = 4p$ напряжения всех ветвей одинаковы, а у хордовой обмотки возникает небольшое неравенство напряжений, которое, однако, практически значения не имеет. Все катушки обмотки имеют одинаковую форму.

Обмотки с параллельными ветвями, которые обычно применяются у больших турбогенераторов, имеют некоторые специфические особенности. При укороченном шаге неравномерная нагрузка отдельных обмоток ограничена, так как возникает сильный нагрев ротора высшими полями четного порядка. При замыкании витков обмотки возбуждения возникают: одностороннее притяжение ротора и внутренние токи в статорной обмотке. Последние незначительны, но могут влиять действие дифференциальной защиты. Если же выводы обмоток отдельных ветвей расположены по обеим сторонам статора, то могут при известных обстоятельствах возникнуть большие напряжения между концами вала.

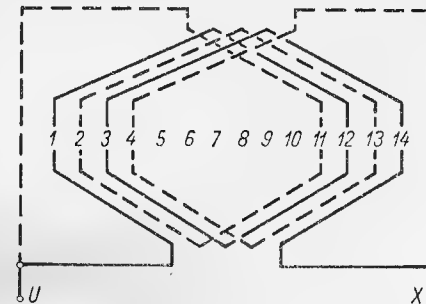


Рис. 63. Двухслойная обмотка (половина фазы) для $p = 1$, $q = 4$ и $s = 4$.

Для хорошего использования крупных четырехполюсных машин требуется дробное число параллельных ветвей. В этом случае возможно применение частично параллельно включенной обмотки [47]. Часть стержней обмотки включается последовательно, а другая часть параллельно. Стержни параллельно соединенных частей выполняются при этом с меньшими сечениями, так что во всех стержнях плотность тока приблизительно одинакова.

На рис. 64 показана частично параллельно включенная обмотка с $q = 4$, $p = 2$ и $N = 48$.

Начиная от вывода U в пазу 20 лежит верхний стержень полного сечения. В точке a обмотка делится на две параллельные ветви. В этой точке к первому стержню присоединены два стержня половинного сечения. В одну ветвь входят стержни, лежащие в пазах 30 (низ), 43 (верх), 6 (низ) и 17 (верх); во вторую ветвь — стержни в пазах 32 (низ), 43 (низ), 8 (верх) и 19 (верх). В точке b две параллельные ветви вновь объединяются в одну.

От точки b до точки c имеем только одну ветвь со стержнями в пазах 29, 44, 7, 18, 6, 43, 32 и 17. Между точками c и d снова проходят две параллельные ветви со стержнями в пазах 5, 42, 31 и 20 и соответственно в пазах 7, 44, 29 и 18. Наконец, между точками d и X имеется только одна ветвь со стержнями в пазах 8, 41, 30, 19, 31, 42 и 5. Следовательно, всего между выводами X и U имеются 16 стержней с полным током и 16 стержней с вдвое

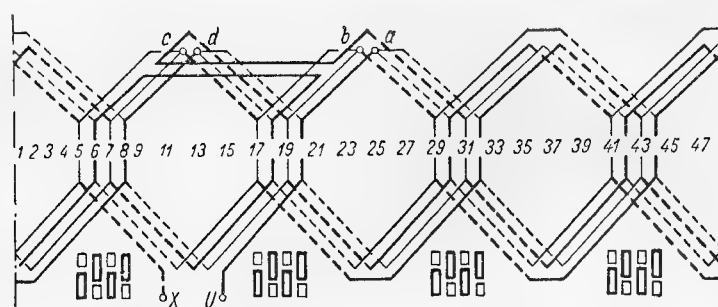


Рис. 64. Частично параллельно включенная обмотка для $q = 4$, $p = 2$ и $N = 48$. Обмотка соответствует $1\frac{1}{3}$ параллельных ветвей.

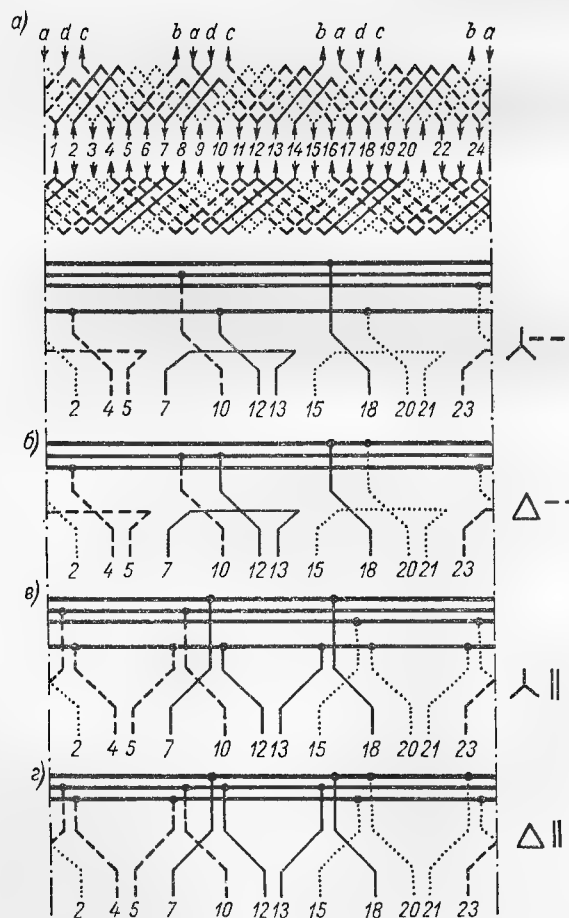


Рис. 65. Схемы соединения стержневой обмотки.

меньшим током. Эффективное число стержней составляет $16 + 8 = 24$, что соответствует $1\frac{1}{3}$ параллельных ветвей. Путем графического изображения звезды векторов напряжения пазовых проводников можно убедиться в том, что напряжения в параллельных ветвях между собой равны.

Для роторов крупных асинхронных двигателей применяют двухслойную обмотку, которая имеет только по два проводника в каждом пазу, т. е. так называемую стержневую обмотку. Эта обмотка дает возможность для высокого использования пазового пространства и может очень хорошо механически крепиться с помощью простых бандажей. Лобовые части отдельных стержней могут быть выполнены таким образом, что на схеме соединений обмотка имеет вид петлевой либо волновой. Предпочтение отдают волновой форме, так как при этом соединения обычно более просты.

Равномерное распределение последовательно соединенных проводников по всем полюсам делает также наводимые в ветвях обмотки электродвижущие силы независимыми от различий полюсных потоков. Иногда обмотка выполняется с укороченным шагом. При определенных обстоятельствах, например в случае двухполюсной обмотки, волновая обмотка становится неудобной, так как соединения стержней становятся на одной стороне слишком длинными. В этом случае можно применять петлевую обмотку.

На рис. 65 показаны схемы четырехполюсной обмотки для соединения ветвей звездой, треугольником, последовательно и параллельно.

г) Обмотки с дробным числом пазов на полюс и фазу

Выше упоминалось, что укорочение шага обмотки, а также расширение фазных зон на зубцовые высшие гармонические влияния не оказывает. Наиболее эффективным средством против этих высших гармонических, кроме скоса пазов, является увеличение числа пазов на полюс и фазу. Однако это возможно лишь в ограниченном масштабе. Эффективно также применение обмоток с дробным числом пазов на полюс и фазу, т. е. обмоток, у которых q является дробным числом. Напряжения отдельных проводников в звезде пазовых векторов взаимно смещаются таким образом, что число не совпадающих между собой векторов увеличивается. Обмотка ведет себя таким образом, как будто она имеет большее число пазов. При однослойных обмотках ширины отдельных катушек неодинаковы и не соответствуют полусному делению. Следовательно, здесь в известной мере имеет место укорочение шага обмотки или расширение зон. Оба мероприятия являются хорошим средством для подавления высших гармонических.

Обмотки с дробным числом пазов на полюс и фазу могут быть как однослойными, так и двухслойными. Однослойные обмотки с дробным числом пазов на полюс и фазу и катушками неодина-

ковой формы (ярусные обмотки) применяются для малых синхронных машин и для асинхронных машин с переключающимися полюсами. В первом случае это делается ради подавления зубцовых высших гармонических, а во втором случае для использования вырубков активной стали.

Для того чтобы получить симметричную многофазную обмотку, должны быть выдержаны некоторые условия. В первую очередь, каждая фаза должна иметь одинаковое число катушек, т. е.

$$\gamma = N/2m = \text{целому числу}; \quad (134)$$

отсюда следует, что у однослойной обмотки четное число пазов. Кроме того, напряжения отдельных фаз должны иметь одинаковые фазовые углы, т. е. число векторов неодинаковых фаз (N/t) должно делиться на число фаз m . При этом получаем:

$$\frac{N}{mt} = \frac{2\gamma}{t}, \quad (135)$$

где t является наибольшим делителем, общим для числа пазов N и числа пар полюсов; отсюда следует, что

$$\frac{2\gamma}{t} = \text{целому числу}. \quad (136)$$

Число пазов на полюс и фазу может быть представлено для обмотки с дробным числом пазов на полюс и фазу в следующей форме:

$$q = N/2pm = \gamma/p = g + z/p. \quad (137)$$

Если z и p не могут быть сокращены, то мы имеем исходную обмотку. Если же эти числа имеют общий делитель t' , то производная обмотка представляет собой t' -кратное повторение исходной обмотки. Для $p = m$ уравнения (136) и (137) при дробном q не могут быть одновременно выполнены. Например, для $p = m = 3$ согласно (136) величина γ должна делиться на три, но при этом по (137) величина q равна целому числу. В случае обмоток с дробным числом на полюс и фазу для $p = m$ не все пазы могут быть обмотаны, в частности три паза должны остаться без обмотки. Более подробные сведения об обмотках с дробным числом пазов на полюс и фазу имеются в литературе [44, 45].

Наиболее широкое практическое применение для трехфазного тока получили обмотки с дробным числом пазов на полюс и фазу, у которых числа пазов и пар полюсов имеют наибольший делитель $t = 2$ (γ — нечетное число). Число пазов этих обмоток составляет:

$$q = g + 1/2. \quad (138)$$

Техническое исполнение этой обмотки показано на рис. 66. Здесь мы имеем попеременную группу с $q - 1/2$ и следующую группу с $q + 1/2$ катушек. Обмоточный коэффициент для основной гармонической почти для всех обмоток составляет $\xi_1 \approx 3/\pi = 0,955$. Особенностью всех обмоток с дробным числом пазов

на полюс и фазу является возникновение низших гармонических. В воздушном зазоре при этом возникают две противоположно направленные низшие гармонические одного и того же порядка, но разной величины. У упомянутых обмоток с дробным числом пазов на полюс и фазу с $q = 1\frac{1}{2}, 2\frac{1}{2}$ или $1\frac{1}{4}, 2\frac{1}{4}$ и т. д. имеются только вращающиеся в одном направлении низшие гармонические [44]. Амплитуды этих низших гармонических правого или левого вращения составляют при $q > 1\frac{1}{4}$, если считать по обмоточным коэффициентам (т. е. без демпфирования), максимум 0,2-кратную величину амплитуды основной волны.

В электродвигателях с короткозамкнутым ротором гармонические очень сильно демпфируются клеткой, в результате чего добавочное рассеяние и вызванные им потери незначительны и, как правило, почти незаметны. Если предположить, что низшие гармонические полностью демпфируются, то рассеяние в воздушном зазоре обмотки с дробным числом пазов на полюс и фазу будет равно рассеянию в воздушном зазоре обмотки с целым числом пазов на полюс и фазу, т. е. его можно считать средней величиной для обоих смежных значений рассеяния обмотки с целым числом пазов на полюс и фазу.

В случае трехфазных обмоток ротора или в синхронных машинах низшие гармонические с порядковыми числами $\nu = 1/2$ не демпфируются, и поэтому добавочное рассеяние может достигать значительной величины. Приблизленно добавочное рассеяние определяется по уравнению

$$\sigma_{zus} \approx (\xi_\nu / \nu \xi_1)^2.$$

При ξ_ν по (329), $\nu = 1/2$ и $\xi_1 = 0,955$ для этого добавочного рассеяния получается:

$$\text{при } q = 1\frac{1}{2} \quad \sigma_{zus} = (0,167 \cdot 2 / 0,955)^2 = 0,121;$$

$$\text{при } q = 2\frac{1}{2} \quad \sigma_{zus} = (0,10 \cdot 2 / 0,955)^2 = 0,044.$$

Число возможных параллельных ветвей у обмоток с дробным числом пазов на полюс и фазу значительно меньше, чем у обмоток с целым числом пазов на полюс и фазу. Для обмоток по (138) получается как раз половина, т. е. $c = p/2$.

Двухслойные обмотки с дробным числом пазов на полюс и фазу имеют вдвое больше катушек, чем однослойные. Благодаря этому облегчается выполнение обмотки и получаются более благоприятные кривые потоков возбуждения. Для исполнимости обмотки в этом случае справедливы следующие условия:

$$\gamma = N/m = \text{целому числу}; \quad (139a)$$

$$N/mt = \gamma t = \text{целому числу}; \quad (139b)$$



Рис. 66. Катушки однослойной обмотки с дробным числом пазов на полюс и фазу для $q = 6 + 1/2$.

$q = N/2pt = \gamma/2p = g + z/2p =$ дробному числу. (139в)

Исходные обмотки получаются, когда z и p являются взаимно простыми числами. Двухслойные обмотки с дробным числом пазов на полюс и фазу могут в противоположность однослойным выполняться также с нечетным числом пазов и нечетным числом катушек γ в фазе. Они могут выполняться также и для $p = 1$ и $p = m$. В последнем случае получается производная обмотка. Например, при $p = m = 3$ получаются три исходные обмотки для $p = 1$ ($q = g + 1/2$), а при $p = 6$ — шесть исходных обмоток для $p = 1$ ($q = g + 1/2$) или три исходные обмотки для $p = 2$ ($q = g + 1/4$).

Когда число пазов и число пар полюсов не имеют общего делителя, получаются исходные обмотки. В этом случае z и p в (139в) также не имеют общего делителя. Проектирование обмотки осуществляется с помощью звезды векторов напряжений пазовых проводников. При этом достаточно вычертить векторы напряжений проводников верхнего слоя. Напряжение нижнего слоя находится в неизменном отношении с напряжением верхнего слоя, так как все катушки имеют одинаковую ширину. Отдельные лучи звезды совмещаются в три одинаковые и симметричные группы таким образом, чтобы сумма векторов в каждой группе была наибольшей. Обмоточный коэффициент получается из коэффициента распределения ξ_G и коэффициента укорочения шага ξ по (133). Для всех трехфазных обмоток коэффициент распределения практически составляет $\xi_G \approx 3/\pi = 0,955$.

Трехфазные обмотки выполнимы только с двумя параллельными ветвями, если число пар полюсов является простым числом (за исключением 1) и число катушек в фазе является четным числом.

Если N и p имеют общий делитель t , то получаются (когда обмоточный коэффициент основной волны должен принять свое максимальное значение) производные обмотки с числом пар полюсов p/t исходной обмотки. Так, например при $p = 5$ и $N = 45$ получается $t = 5$, т. е. пять исходных обмоток для $p = 1$ и $q = 1/2$. В случае производных обмоток отдельные исходные обмотки могут при необходимости включаться параллельно. Число исходных обмоток равно общему делителю t .

Двухслойные обмотки с дробным числом пазов на полюс и фазу могут иметь также расширенные зоны и выполняться с необмотанными пазами [44].

д) Обмотки для электродвигателей с переключающимися полюсами

В случае отдельных обмоток имеется больше свободы для конструирования каждой из обмоток, чем при переключающихся обмотках. Число пазов статора должно выбираться таким образом, чтобы обмотки были выполнимы для всех чисел полюсов. Условием выполнимости обмотки с целым числом пазов на полюс и фазу для нескольких чисел полюсов является $p'q' = p''q''$, если p и q

являются соответственными значениями чисел полюсов и пазов на полюс и фазу.

Однако часто обмотка с целым числом пазов на полюс и фазу может быть выполнена не для всех требуемых чисел полюсов, во-первых, из-за неблагоприятного отношения чисел полюсов, а во-вторых, по причинам экономичности, когда желательно полнее использовать вырубку листовой активной стали. В этих случаях используются симметричные обмотки с дробным числом пазов на полюс и фазу, из которых обычно применяются только наиболее простые в изготовлении с $q = 1 1/2, 2 1/2$ и реже с $q = 1 1/4, 2 1/4$.

В случае отдельных обмоток все обмотки выполняются с соединением по схеме звезды без параллельных групп. Ввиду опасности появления внутренних токов при возбужденном состоянии одной из обмоток обычно стараются избегать применения соединений треугольником и параллельных групп. Однако для крупных электродвигателей и при низком напряжении простая обмотка (соединение звездой и без параллельных групп) оказывается часто невыполнимой. Теперь посмотрим, при каких условиях возможно выполнение замкнутой обмотки, а также параллельных групп.

Обозначим через p_f число пар полюсов отдельной, присоединенной к напряжению обмотки, а через p_e — число пар полюсов второй обмотки, которая должна быть исследована. Возьмем вначале только одну катушку. В ней от возбужденной обмотки индуцируется напряжение, которое будем рассматривать как сумму напряжений обеих сторон катушки. Оба эти напряжения по величине равны, но сдвинуты относительно друг друга на угол

$$\beta = 180^\circ \gamma p_f / p_e, \quad (140)$$

если $\gamma = W/\tau$ является укорочением шага катушки. Наведенная в одной катушке э. д. с. $E_S = E_0 (1 - e^{j\beta})$ становится равной нулю, если $\beta = 360^\circ, 720^\circ$ и т. д., т. е. когда

$$\gamma p_f / p_e = \text{целому четному числу } (2, 4 \dots); \quad (141a)$$

отсюда следует практически наиболее важное условие:

$$p_f = p_e / 2\gamma. \quad (141b)$$

Путем соответствующего выбора шага обмотки γ можно подавлять наведенную э. д. с. Практически это выполнимо только для $p_e < p_f$. Для однослойной обмотки ($\gamma = 1$) при этом будет $p_e = p_f/2$. Например, четырехполюсная обмотка в катушке двухполюсной обмотки никакого напряжения не индуцирует.

Если $E_S > 0$, то напряжение в группе, состоящей из q катушек, будет:

$$E_G = E_S \left[1 + \varepsilon^{\frac{360^\circ p_f}{j^{2qm} p_e}} + \dots + \varepsilon^{\frac{360^\circ (q-1) p_f}{j^{2qm} p_e}} \right]; \quad (142a)$$

это напряжение становится равным нулю, если

$$\frac{p_f}{2mp_e} = \text{целому числу } (1, 2 \dots), \quad (142б)$$

что соответствует числу полюсов

$$p_f = 2mp_e. \quad (142в)$$

Число полюсов p_f должно быть еще меньше, чем в случае $E_S = 0$ [уравнение (141б)]. Практическая исполнимость этого условия, таким образом, еще более ограничена, чем условия по уравнению (141б).

Если теперь все (p) группы катушек одной фазы соединяются последовательно в виде однослойной обмотки, то э. д. с. фазы составляет:

$$E_p = E_G \left[1 + \varepsilon \frac{360^\circ p_f}{ip_e} + \dots + \varepsilon \frac{360^\circ (p_e - 1) p_f}{p_e} \right]; \quad (143а)$$

она равна, как правило, нулю, так как выражение в квадратных скобках описывает замкнутый многоугольник векторов, сумма которых равна нулю. Лишь если

$$p_f/p_e = \text{целому числу}, \quad (143б)$$

то все групповые напряжения имеют одинаковое направление и может иметь место $E_p > 0$.

Так как по (141а) ($\gamma = 1$) четные числа p_f/p_e дают $E_S = 0$, то напряжение в фазе обмотки может возникать только при условии

$$p_f/p_e = \text{нечетному числу}. \quad (143в)$$

У двухслойной обмотки э. д. с. фазы складываются из $2p$ групповых э. д. с., которые, однако, сдвинуты относительно друг друга на угол $180^\circ (1 + p_f/p_e)$. Уравнение (143б) справедливо и в этом случае, а уравнение (143в), напротив, — только для неукороченной обмотки.

Как результат этого исследования получаем следующее правило [48]: из двух обмоток с разными числами полюсов обмотка с меньшим числом полюсов никакого влияния на другую обмотку оказывать не может. Обмотка с большим числом полюсов может влиять на другую обмотку только в том случае, если ее число полюсов является целым кратным меньшего числа полюсов (143б). Если обмотка с меньшим числом полюсов выполнена в виде диаметральной, она испытывает влияние со стороны другой обмотки только тогда, когда число полюсов последней представляет собой нечетное кратное ее собственного числа полюсов (143в).

Электродвижущие силы, наведенные в фазах обмотки, сдвинуты относительно друг друга на угол $360^\circ p_f/mp_e$. При $p_f/p_e = m$ электродвижущие силы фазы представляют собой замкнутый многоугольник, т. е. их сумма равна нулю. Следовательно, схема

соединения обмотки многоугольником (при $m = 3$ — схема соединения треугольником) в этом случае допустима.

Для определения возможных параллельных групп рекомендуется пользоваться графическим методом, так как общий аналитический метод является сложным и малонаглядным [49]. При этом необходимо лишь вычертить векторы групповых э. д. с., и по полученной таким образом диаграмме напряжений сразу же видно, какие группы могут быть объединены в параллельные ветви.

Возьмем вначале однослойную обмотку $p_f = 3$ и $p_e = 4$. Групповые напряжения восьмиполюсной обмотки ($p_e = 4$) показаны

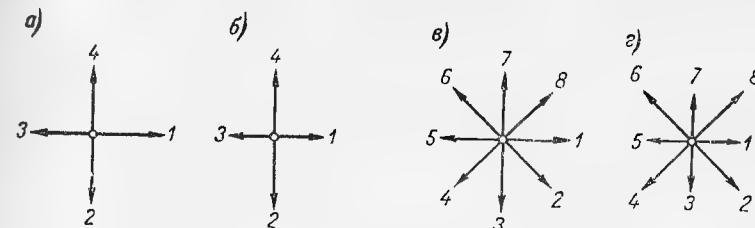


Рис. 67. Диаграммы групповых напряжений при $p_e = 4$ и $p_f = 3$: а — однослойная обмотка с целым числом пазов на полюс и фазу; б — однослойная обмотка с дробным числом пазов на полюс и фазу; в — двухслойная обмотка с целым числом пазов на полюс и фазу; г — двухслойная обмотка с дробным числом пазов на полюс и фазу.

на рис. 67, а. Относительно напряжения первой группы напряжение второй группы сдвинуто на угол $360^\circ \cdot 3/4 = 270^\circ$, напряжение третьей группы — на 540° и т. д. Если соединить группы 1 и 3, а также 2 и 4 последовательно, то в этих ветвях никакого внутреннего напряжения индуктироваться не будет. Следовательно, эти две ветви могут быть соединены параллельно. Если восьмиполюсная обмотка является обмоткой с дробным числом пазов на полюс и фазу для $q = 2^{1/2}$, то групповые напряжения неодинаковы (рис. 67, б). Напряжение групп 1 и 3 меньше, а напряжение групп 2 и 4 больше, так как первая группа состоит из двух катушек, а вторая — из трех катушек. Как известно, в обмотках с дробным числом пазов на полюс и фазу малые и большие катушки распределяются равномерно. С учетом возможности появления внутренних токов допустимы только две параллельные ветви с группами 1 и 3 и соответственно 2 и 4. Однако при эксплуатации восьмиполюсной обмотки эти ветви, ввиду неодинакового числа катушек в каждой из них (4 и 6), не могут включаться параллельно. Следовательно, восьмиполюсную обмотку с двумя параллельными ветвями нельзя выполнять в виде обмотки с дробным числом пазов на полюс и фазу.

На рис. 67, в показана диаграмма напряжений для того же числа полюсов, но при условии выполнения двухслойной обмотки ($p_e = 4$ и $q = \text{целому числу}$). Здесь имеются восемь групп

и напряжение каждой группы сдвинуто по отношению к напряжению соседней группы (с учетом того, что соседние группы расположены под разноименными полюсами) на $180^\circ (1 + \frac{3}{4}) = 315^\circ$. При этом возможны следующие параллельные ветви:

- 1) ветвь 1—2—5—6 и ветвь 3—4—7—8;
- 2) ветвь 1—3—5—7 и ветвь 2—4—6—8.

В обоих случаях внутренняя э. д. с. в каждой из ветвей равна нулю. Схема с параллельными ветвями 1—2—3—4 и 5—6—7—8 невозможна, так как внутренняя э. д. с. обеих ветвей здесь нулю не равна и суммируется в обеих ветвях, так что возникает большой внутренний уравнивающий ток.

На рис. 67, г показана диаграмма напряжений для случая, когда восьмиполюсная обмотка представляет собой двухслойную обмотку с дробным числом пазов на полюс и фазу. Групповые напряжения имеют два значения, которые меняются в последовательности групп. С учетом как внутренних э. д. с., так и нормальной восьмиполюсной работы возможно только параллельное включение ветвей 1—2—5—6 и 3—4—7—8.

В табл. 8 показаны групповые напряжения для различных комбинаций двухслойной обмотки с целым числом пазов на полюс и фазу [49, 33]. На основе этой таблицы составлены табл. 4—7, в которых указаны возможные параллельные ветви и схемы соединения групп катушек. При построении диаграмм напряжений в табл. 8 и составлении табл. 4—7 учитывалось наличие групповой э. д. с. Однако в некоторых случаях эта э. д. с. может быть ликвидирована путем соответствующего укорочения шага, вследствие чего число возможных параллельных ветвей увеличивается. Для неукороченных катушек ($\gamma = 1$) такие случаи указаны в скобках. В других случаях параллельные ветви могут быть получены путем нескольких различных комбинаций катушек; они обозначены значком *. Однако из различных комбинаций приведена только та, которую мы считаем наилучшей.

К лучшим комбинациям мы относим те, при которых группы катушек одной ветви по возможности равномерно распределяются по всей окружности статора. Как показывает практический опыт, такое распределение обеспечивает спокойную работу электродвигателя. Трехъярусные обмотки ведут себя в отношении наведенной э. д. с. в точности так же, как двухслойная обмотка с $W = \frac{2}{3}t$. Для них справедлива табл. 4.

На электродвигателе с $p_e = 3$ и $p_f = 6$ шестиполюсную обмотку с двумя параллельными ветвями можно выполнить только с неукороченным шагом или же с тремя параллельными ветвями. На электродвигателе с $p_e = 3$ и $p_f = 4$ три параллельные ветви со схемой 1—2, 3—4 и 5—6 были невозможны, в то время как при схеме 1—4, 2—5 и 3—6 двигатель работал спокойно. Это подтверждается табл. 4. В случае однослойной обмотки с $p_e = 2$ при возбуждении обмотки посредством $p_f = 1$ или 3 параллельные ветви не были возможны, что также подтверждается табл. 5.

Таблица 4
Возможные числа параллельных ветвей двухслойной обмотки с целым числом пазов на полюс и фазу (или трехъярусной обмотки) для электродвигателей с переключающимися полюсами

p_e	1	2	3	4	5	6
$p_f = 1$	—	2 п. в. 1—3, 2—4	2 п. в. 1—2—3, 4—5—6	2 п. в. 1—3—5—7, 2—4—6—8 4 п. в. 1—5, 3—7, 2—6, 4—8	2 п. в. 1—2—3—4—5, 6—7—8—9—10	2 п. в.* 1—3—5—7—9—11, 2—4—6—8—10—12
2	(2 п. в. 1, 2)	—	2 п. в. 1—3—5, 2—4—6 3 п. в. 1—4, 2—5, 3—6	2 п. в.* 1—3—5—7, 2—4—6—8 4 п. в. 1—3, 2—4, 3—5, 4—6	2 п. в. 1—3—5—7—9, 2—4—6—8—10	2 п. в.* 1—3—5—7—9—11, 2—4—6—8—10—12 4 п. в.* 1—5—9, 2—6—10, 3—7—11, 4—8—12
3	2 п. в. 1, 2	2 п. в. 1—3, 2—4	—	2 п. в. 1—3—5—7, 2—4—6—8 4 п. в. 1—5, 2—6, 3—7, 4—8	2 п. в.* 1—3—5—7—9, 2—4—6—8—10	2 п. в.* 1—3—5—7—9—11, 2—4—6—8—10—12 3 п. в. 1—2—3—4, 5—6—7—8, 9—10—11—12 4 п. в. 1—5—9, 2—6—10, 3—7—11, 4—8—12
4	(2 п. в. 1, 2)	2 п. в. 1—2, 3—4	2 п. в. 1—3—5, 2—4—6	—	2 п. в. 1—3—5—7—9, 2—4—6—8—10	2 п. в.* 1—3—5—7—9—11, 2—4—6—8—10—12

p_e	1	2	3	4	5	6
		(1-3, 2-4)	3 п. в. 1-4, 2-5, 3-6			3 п. в. 1-4-7-10, 2-5-8-11, 3-6-9-12 6 п. в. 1-4, 2-5, 3-6, 4-7, 8-11, 9-12
5	2 п. в. 1,2	2 п. в. 1-3, 2-4	2 п. в. 1-2-3, 4-5-6	2 п. в. 1-3-5-7, 2-4-6-8 4 п. в. 1-5, 2-6, 3-7, 4-8	—	2 п. в. 1-3-5-7-9-11, 2-4-6-8-10-12 3 п. в. 1-4-7-10, 2-5-8-11, 3-6-9-12 4 п. в. 1-5-9, 2-6-10, 3-7-11, 4-8-12
6	(2 п. в. 1,2)	2 п. в.* 1-3, 2-4 4 п. в. 1,2, 3,4	(2 п. в. 1-3-6, 2-4-5) 3 п. в.* 1-4, 2-5, 3-6	2 п. в.* 1-3-5-7, 2-4-6-8 4 п. в. 1-3, 2-4, 5-7, 4-6	2 п. в. 1-3-5-7-9, 2-4-6-8-10	—

Таблица 5
Возможные числа параллельных ветвей двухърусной обмотки с целым числом пазов на полюс и фазу для электроиндукторов с переключающимися полюсами

p_e	1	2	3	4	5	6
$p_f=1$	—	—	—	2 п. в. 1-3, 2-4	—	2 п. в. 1-3-5, 2-4-6 3 п. в. 1-4, 2-5, 3-6
2	—	—	—	2 п. в. 1-2, 3-4	—	2 п. в. 1-2-3, 4-5-6
3	2 п. в. на подгруппу	—	—	2 п. в. 1-3, 2-4	—	3 п. в.* 1-4, 2-5, 3-6
4	—	2 п. в. 1, 2	—	—	—	2 п. в.* 1-3-5, 2-4-6
5	2 п. в. на подгруппу	—	—	2 п. в. 1-3, 2-4	—	2 п. в. 1-3-5, 2-4-6 3 п. в. 1-4, 2-5, 3-6
6	—	2 п. в. 1, 2	3 п. в. 1, 2, 3	2 п. в. 1-2, 3-4	—	—

Таблица 6
Возможные числа параллельных ветвей двухслойной обмотки с дробным числом пазов на полюс и фазу при $q = g \pm 1/2$ для электродвигателей с переключающимися полюсами

p_f	2	3	4	5
$p_e=1$	—	—	2 п. в. 1-2-5-6, 3-4-7-8	2 п. в. 1-4-5-7-9-12, 2-3-6-7-10-11 3 п. в. 1-4-7-10, 2-5-8-11, 3-6-9-12
2	—	—	2 п. в. 1-3-6-8, 2-4-5-7	2 п. в. 1-2-3-4-5-6, 7-8-9-10-11-12
3	—	—	2 п. в. 1-2-5-6, 3-4-7-8	3 п. в. 1-4-7-10, 2-5-8-11, 3-6-9-12
4	2 п. в. 1-2, 3-4	—	—	2 п. в. * 1-4-5-8-9-12, 2-3-6-7-10-11
5	—	—	2 п. в. 1-2-5-6, 3-4-7-8	2 п. в. 1-2-5-6-9-10, 3-4-7-8-11-12 3 п. в. 1-4-7-10, 2-5-8-11, 3-6-9-12
6	2 п. в. 1-2, 3-4	3 п. в. * 1-4, 2-5, 3-6	2 п. в. 1-2-4-7, 3-5-6-8	—

Таблица 7
Возможные числа параллельных ветвей двухъярусной обмотки с дробным числом пазов на полюс и фазу при $q = \pm 1/2$ для электродвигателей с переключающимися полюсами

p_e	4	6
$p_f=2$	2 п. в. 1-2, 3-4	—
3	—	3 п. в. 1-2, 3-4, 5-6
6	2 п. в. 1-2, 3-4	—

Таблица 8
Групповые напряжения в двухслойных обмотках с числом пар полюсов p_e , наводимые другой обмоткой с числом пар полюсов p_f

	$p_e=1$	2	3	4	5	6
p_f						
1						
2						
3						
4						
5						
6						

У обмоток с переключающимися полюсами различные числа полюсов достигаются путем соответствующих переключений обмотки. Практическое применение находят только обмотки с отношением чисел полюсов 1 : 2, у которых переключение полюсов производится путем изменения направления тока в отдельных частях обмотки. При других отношениях чисел полюсов обмотка утрачивает свою простоту [44] и заменяется обычно двумя раздельными обмотками. Ниже будет рассматриваться только упомянутая обмотка с отношением чисел полюсов 1 : 2. Обмотки с переключающимися полюсами обеспечивают по сравнению с раздельными обмотками несколько более высокое использова-

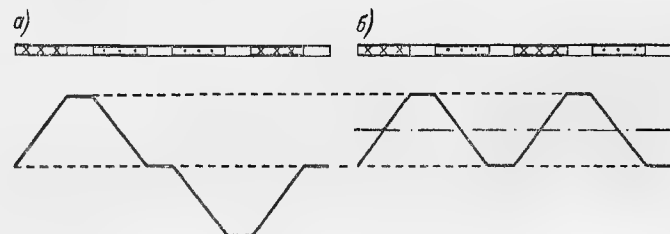


Рис. 68. Удвоение числа полюсов путем переключения одной фазы обмотки по Dahlander'y.

ние машины. С другой стороны, их недостатком является известная зависимость конструктивного исполнения обмотки от того или иного числа полюсов.

Обмотка выполняется исключительно в виде двухслойной, так как в этом случае ширина катушки может выбираться произвольно. Обычно она колеблется от половины до двух третей полюсного деления, соответствующего одинарному числу полюсов. Однослойная обмотка создает после переключения относительно большие величины полей высших гармонических (волны пятого и седьмого порядков), которые значительно затрудняют запуск.

Принцип переключения изображен на рис. 68 для одной фазы двухслойной обмотки с шириной катушек, равной половине полюсного деления, соответствующего одинарному числу полюсов. Каждая фаза состоит из двух катушечных групп. Если в соответствии с рис. 68, а обе группы включить последовательно, то получится двухполюсная кривая потока возбуждения. Однако если изменить направление тока во второй группе, то получается кривая потока возбуждения, изображенная на рис. 68, б. Индукция в воздушном зазоре становится вдвое меньше, а число полюсов вдвое больше, чем при соединении по рис. 68, а.

Каждая фаза рассмотренных обмоток состоит из двух равноценных половин, которые могут включаться либо последовательно, либо параллельно. Отдельные фазы могут, в свою очередь, соединяться звездой или треугольником. Благодаря этому можно без изменения напряжения на зажимах путем соответствующего вы-

бора схемы соединения приблизительно добиться желаемой индукции и желаемой линейной токовой нагрузки при обеих скоростях вращения.

На рис. 69 показаны наиболее важные схемы обмоток при обеих скоростях вращения. Для того чтобы при обоих числах полюсов получить одинаковое направление вращения, необходимо перекрестно поменять присоединения к двум зажимам при одном из чисел полюсов.

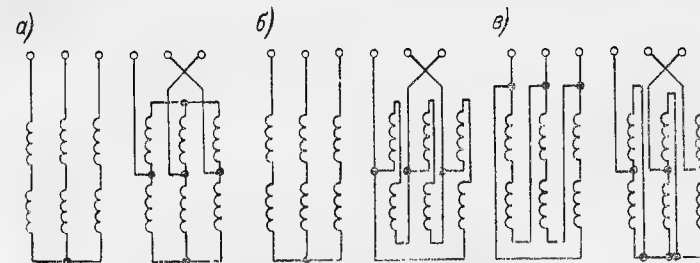


Рис. 69. Наиболее важные схемы обмотки с переключающимся числом полюсов по Dahlander'y.

Обмоточный коэффициент при одинарном числе полюсов и $q = \infty$ составляет $\xi_1 = 0,676$, а при двойном числе полюсов — $\xi_2 = 0,828$. С учетом этого для различных схем по рис. 69 получаются приведенные в табл. 9 значения отношения индукций B_2/B_1 . В таблицу включены данные для катушек с шириной $1/2\tau$, $5/9\tau$ и $2/3\tau$, которые часто встречаются на практике.

Таблица 9

Отношение индукций B_2/B_1 и число зажимов K для обмоток по рис. 69

Рисунок	Схема соединения	B_2/B_1			K
		$W/\tau = \gamma = 1/2$	$5/9$	$2/3$	
а	$\lambda / \lambda \lambda$	0,81	0,89	1,15	6
б	λ / Δ	0,94	1,03	1,30	12
в	$\Delta / \lambda \lambda$	1,41	1,55	1,99	6

За последнее время были вновь проведены исследования переключающихся обмоток с отношением чисел полюсов 1 : 3 [53, 54]. Однако относительно их практической пригодности пока еще ничего сказать нельзя.

е) Короткозамкнутые обмотки

В качестве обмоток роторов асинхронных машин и демпферных обмоток синхронных машин с явно выраженными полюсами в большинстве случаев применяются короткозамкнутые

обмотки. Эти обмотки состоят из стержней, число которых равно числу пазов (N_2) ротора. На обеих лобовых сторонах ротора стержни соединены между собой короткозамыкающими кольцами. Короткозамкнутая обмотка выполняется в виде многофазной с N_2 фазами, числом витков на фазу $w = 1/2$ и обмоточным коэффициентом $\xi_2 = 1$. Развитие обмотки показано на рис. 70. Каждый стержень можно представить в виде кольцевого витка, а внутренние стороны витков могут быть объединены в один проводник, по которому, однако, ток не проходит. Поэтому внутренние проводники могут быть удалены, и таким образом получается

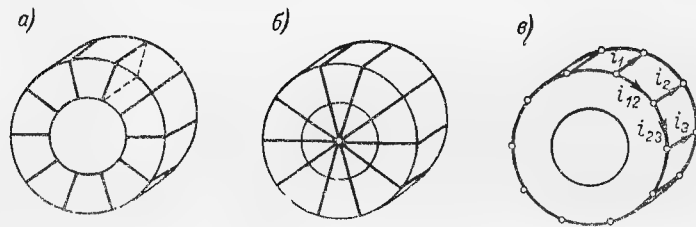


Рис. 70. Развитие короткозамкнутой клеточной обмотки.

рис. 70, б с узловой точкой. В свою очередь эта узловая точка может быть заменена короткозамыкающим кольцом. Зависимость между токами и сопротивлениями короткозамкнутых обмоток рассматривается в § 3 гл. 9.

Реже применяются короткозамкнутые обмотки с несколькими стержнями в фазе. Эти обмотки рассматриваются там же.

Демпферная клетка синхронных машин, как правило, не совсем симметрична. В междуполусных окнах стержни обычно отсутствуют. Такие клетки называют не п о л н ы м и. По принципу действия они схожи с полными клетками, однако их обмоточный коэффициент меньше единицы. Кроме того, эти клетки несимметричны, и вследствие этого возникает встречно вращающееся магнитное поле. Однако при нормальном исполнении клеток влияние этого поля незначительно. Демпферная клетка в синхронных электродвигателях применяется главным образом для асинхронного запуска.

ж) Выбор обмотки

Статорные обмотки электродвигателей трехфазного тока выполняются как в виде двухслойных обмоток, так и в виде ярусных обмоток. Каждое из исполнений имеет свои преимущества и недостатки, в настоящее время еще невозможно вынести окончательное суждение в пользу одного из них. Двухслойная обмотка позволяет производить укорочение шага и за счет этого снижать добавочные потери. Однако по практическим наблюдениям это снижение оказывается меньшим, чем можно было ожидать теоретически. Ярусные обмотки, в особенности на малых машинах,

позволяют обеспечить более надежную изоляцию, чем двухслойная обмотка.

Обмотки во всех случаях, когда это возможно, выполняются с целым числом пазов на полюс и фазу (q). В нормальных случаях стремятся избежать низших гармонических, возникающих в обмотках с дробным числом пазов на полюс и фазу, так как они могут вызывать повышение добавочных потерь и усиление шума. Однако в случае электродвигателей с переключающимися полюсами выполнение обмотки с целым числом пазов на полюс и фазу для всех требуемых чисел полюсов невозможно: во-первых, ввиду неблагоприятных отношений чисел полюсов, во-вторых, из соображений экономичности, когда желательно использовать имеющиеся вырубki активной стали статора. В этих случаях применяют симметричные обмотки с дробным числом пазов на полюс и фазу, из которых, как правило, используются только наиболее простые в изготовлении с $q = 1\frac{1}{2}$, $2\frac{1}{2}$, $3\frac{1}{2}$ и реже с $q = 1\frac{1}{4}$ или $2\frac{1}{4}$.

При двухслойной обмотке в одном пазу находятся две стороны катушек. Число проводников этой обмотки вдвое больше, чем у однослойной ярусной обмотки. С другой стороны, двухслойная обмотка позволяет выполнять вдвое большее число параллельных ветвей. Минимальное число витков на фазу у обеих обмоток одинаково.

Удвоенное число проводников двухслойной обмотки расширяет возможность выполнения обмотки на различные числа полюсов с дробным числом пазов на полюс и фазу. Ввиду того, что в практике электромашиностроения для трехфазных обмоток применяются только числа пазов, которые делятся на шесть, двухслойная обмотка с дробным числом пазов на полюс и фазу может выполняться для всех чисел пар полюсов, за исключением тех, которые делятся на три. В противоположность ярусным обмоткам лобовые части двухслойных обмоток имеют одинаковую форму.

При укладке двухслойной (разрезной) обмотки в пазы следует сперва уложить все нижние стороны катушек и лишь затем — верхние стороны катушек. Для ускорения укладки обмотка выполняется с так называемыми ненормальными соединениями (рис. 71). Ненормальность соединений заключается в том, что катушки первых групп двух фаз состоят из двух сторон, лежащих в одном слое (нижнем), и соответственно — катушки последних групп двух других фаз также из двух сторон, лежащих в одном слое (верхнем). Благодаря этому, не дожидаясь пока будут уложены все нижние стороны катушек, можно производить укладку катушек верхнего слоя. Неравномерность почти незаметна, а работа по укладке обмотки значительно сокращается.

В асинхронных машинах применяются в основном полузакрываемые пазы. Проводники вводятся либо через отверстия пазов (тонкие проводники), либо с торца (толстые проводники). На малых машинах с тонкими проводниками применяют в с ы п н о й м е т о д. При этом ширина пазовых щелей должна быть несколько

больше изолированной проволоки с выступающей из щели части изоляционной гильзы. Эта гильза состоит из нескольких не связанных друг с другом слоев, из которых один или два облицовывают пазовую щель для того, чтобы при всыпании не повреждалась изоляция проволоки. Перед всыпанием катушки наматываются на специальное приспособление и в нескольких местах связываются шнуровкой. В большинстве случаев катушки одной группы наматываются непрерывно без разрезания провода. После всыпания обмотки выступающие части гильзы обрезаются, края гильзы загибаются и пазы закрываются клиньями. Этот метод пригоден для круглой проволоки диаметром приблизительно до 2,5 мм.

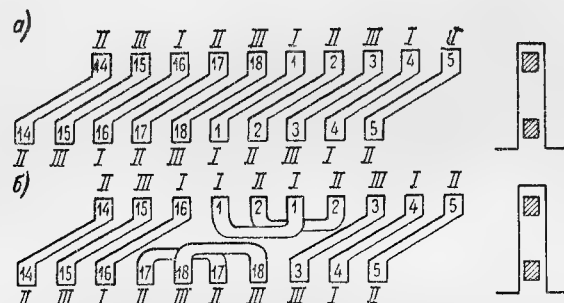


Рис. 71. Двухслойные обмотки: а — обычная ($q = 1$); б — с ненормальными соединениями.

В случае более толстой круглой проволоки, диаметром приблизительно до 4—5 мм, применяется так называемое *прошивание обмотки*. По этому методу проволока продевается в пазы с торца. Изоляционная гильза может состоять как из не связанных между собой слоев (при низком напряжении), так и из монолитно запеченного материала (при высоком напряжении).

Для того чтобы облегчить прошивание и обеспечить требуемый порядок расположения проволоки, пазы заполняются перед прошиванием гладкими стержнями. Размеры и количество стержней точно соответствуют размерам и числу проводников обмотки. Во время прошивания стержни штука за штукой заменяются проволокой. Чтобы не повредить изоляцию проволоки, последняя нарезается на отрезки, равные по длине приблизительно одной группе катушек. Больше чем одна группа катушек за один раз не прошивается. Нежелательно также применение проволоки прямоугольного сечения, так как в этом случае возможное скручивание проволоки подвергает опасности ее изоляцию. Последняя может быть легко повреждена на кромках проволоки вследствие сжатия или ударных воздействий.

Катушки, состоящие из нескольких проволок, наматываются послойно либо непосредственно в пазах, либо снаружи в виде

шаблонных катушек. В случае плоских катушек слои располагаются обычно поперек паза (рис. 72, а). При отогнутых от расточки катушках слои располагают не поперек паза, а друг над другом в пазу для того, чтобы натяжение проволоки при намотке прижимало ее к уже намотанным слоям и предотвращало сползание проволоки из соответствующего слоя (рис. 72, б). При показанной на рис. 72, а и б последовательности проводников никакого пересечения последних в поперечных соединениях при переходе с одного слоя на другой не происходит. Однако если против сползания проводников принимаются специальные меры (например, запекание катушек), то последовательность по рис. 72, а может применяться также для отогнутых катушек, а последовательность по рис. 72, б — для плоских катушек.

На роторах с контактными кольцами применяются как двухъярусные, так и двухслойные обмотки. Трехъярусных обмоток обычно избегают, так как они имеют более длинные аксиальные вылеты и их крепление является сложным.

Двухъярусная обмотка прошивается в пазу. Применяют в основном круглую проволоку, чтобы избежать взаимного сжатия острых кромок при возможном скручивании проводников. Проводники прямоугольного сечения обеспечивают более хорошее заполнение пазового пространства, однако прошивать их очень трудно. Автор видел применение этих проводников на практике лишь один единственный раз.

Двухъярусные обмотки применяются на малых электродвигателях. Они дешевы в изготовлении и обеспечивают более высокое напряжение в роторе, чем сержневая обмотка. Высокое напряжение в роторе часто бывает желательным для того, чтобы получить небольшой ток ротора. В настоящее время обмотка ротора выполняется исключительно трехфазной. Прежде иногда применялась и двухфазная обмотка, чтобы упростить пусковое устройство (два ряда контактов вместо трех); однако при этом увеличивается рассеяние в зазоре. Ввиду того, что упрощение пускового устройства незначительно, от этой конструкции отказались.

Наиболее широкое применение для роторов асинхронных двигателей получили короткозамкнутые клеточные обмотки.

Однослойные обмотки применяются исключительно на статорах небольших синхронных машин трехфазного тока с мощностью приблизительно до 500 ква и для однофазных генераторов. Крупные машины выполняются, как правило, с двухслойными обмотками. Большой воздушный зазор во всех случаях допускает применение открытых пазов. Поэтому катушки статорной обмотки

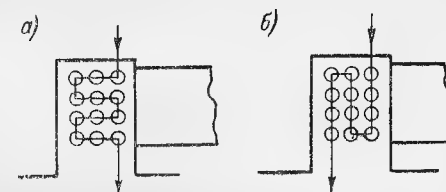


Рис. 72. Расположение слоев витков в катушках: а — в плоских; б — в отогнутых.

сперва изолируются, а затем укладываются в пазы. В случае малых машин, рассчитанных на низкие напряжения, изоляция не играет большой роли, поэтому обмотки в большинстве случаев высыплются и затем вместе с корпусом подвергаются пропитке точно так же, как при изготовлении асинхронных машин.

Двухполюсные трубогенераторы имеют наибольший воздушный зазор из всех электрических машин. Число пазов q обычно больше шести. Поэтому такие машины не требуют никаких особых мероприятий для уменьшения влияния полей высших гармонических порядка зубчатости. Здесь в большинстве случаев применяется двухслойная обмотка с целым числом пазов на полюс и фазу. Для того чтобы уменьшить влияние высших гармонических (в основном пятого и седьмого порядков), обмотка выполняется с шириной катушек $W = \frac{5}{6}\tau$.

В многополюсных синхронных машинах зубцовые высшие гармонические часто оказывают вредное влияние. Для их уменьшения применяют обмотки с дробным числом пазов на полюс и фазу. В случае двухслойной обмотки при этом общее число пазов может быть нечетным.

Для снижения добавочных потерь в лобовых частях обмотки последние располагаются на поверхности усеченного конуса. Такие обмотки в соответствии с их формой называют *корзиночными*.

В больших машинах важное значение имеет устранение добавочных потерь в меди статора вследствие вытеснения тока. Турбогенераторы выполняются, как правило, с транспонированными стержнями Рёбеля. В машинах с явновыраженными полюсами отдельные витки катушек переключаются на 180° в лобовой части.

3. ОБМОТКИ ВОЗБУЖДЕНИЯ

Обмотки возбуждения состоят из последовательно соединенных, концентрично расположенных витков. С электрической точки зрения эти обмотки никаких особых проблем не ставят, однако известные трудности могут возникать в связи с механическим креплением и охлаждением катушек.

Катушки с проводниками малого сечения изготавливаются из круглых проводов с оплеткой из пряжи или эмалированных проводов. При больших сечениях применяются голые намотанные на ребро проводники. Изоляция между отдельными витками осуществляется с помощью прессшпановых или асбестовых прокладок. Такие обмотки в механическом отношении исключительно надежны. Так как при этом изоляция в направлении теплового потока отсутствует, охлаждение более эффективно, чем в случае изолированных проводников. Ввиду малого падения температуры поперек сечения витка катушки нормы допускают для этой обмотки повышенный на 5° С нагрев по сравнению с изолированной

медью. Однако применение однослойной, намотанной на ребро обмотки ограничивается лишь большим сечением проводников. При ширине проводника b от 20 до 70 мм минимальная высота (толщина) проводника, при которой еще возможен изгиб с радиусом $r = b$, составляет:

$$d_{\min} \geq 0,5 + b/100; \quad (144)$$

отсюда получаем наименьшее сечение проводника:

$$q_{E, \min} \geq b d_{\min} \approx (0,5 + b/100) b \text{ [мм}^2\text{]}. \quad (145)$$

При $b = 20$ мм будет $q_{E, \min} \approx 14 \text{ мм}^2$.

Если ток обмотки возбуждения J_E задан, то число витков обмотки

$$\omega_E = \theta_E / J_E c, \quad (146)$$

где c — число параллельных ветвей. Однако в большинстве случаев задается напряжение возбуждения U_E . Сечение проводника q_E , число витков и ток возбуждения определяются при этом по средней длине витка l_E и удельному сопротивлению проводника. Из уравнений

$$R_E = \rho \omega_E l_E / c^2 q_E \text{ и } R_E J_E = U_E \quad (147a \text{ и } б)$$

получаем:

$$q_E = \frac{\rho l_E \theta_E}{c U_E}. \quad (148)$$

Если далее принять определенную плотность тока S_E , то ток возбуждения будет составлять:

$$J_E = c q_E S_E. \quad (149)$$

Число витков определяется опять-таки по (146). При постоянном напряжении возбуждения и средней длине витков намагничивающая сила возбуждения определяется сечением проводников и не может быть изменена путем дополнительного наматывания или, наоборот, сматывания витков. При этом изменяются лишь потери на возбуждения. Для увеличения намагничивающей силы требуется увеличение сечения проводников.

При больших токах возбуждения часто оказывается, что обеспечить необходимую намагничивающую силу с помощью целого числа витков невозможно. В этих случаях можно получить полувиток путем распределения соединений между катушками возбуждения попеременно по обеим сторонам машины, как показано на рис. 73. Начало и конец цепи должны находиться на одной и той же стороне.

За последнее время с переключением полюсов выполнялись также и синхронные машины [51, 52]. Особого внимания заслуживает переключение обмотки возбуждения.

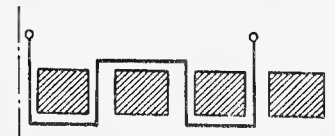


Рис. 73. Схема соединения обмотки возбуждения с полувитком на полюс.

На машине с неявнополюсным (цилиндрическим) ротором и расположенной в пазах обмоткой возбуждения переключение полюсов этой обмотки может производиться по тем же правилам, что и переключение статорной обмотки. Ввиду того, что почти все без исключения машины с цилиндрическим ротором являются двухполюсными, возможно только переключение полюсов 1 : 2.

Более важное практическое значение имеет переключение полюсов тихоходных машин, которые в большинстве случаев имеют явно выраженные полюсы. При этом, конечно, стремятся к тому, чтобы сохранялась нормальная конструкция полюсов и обмотки

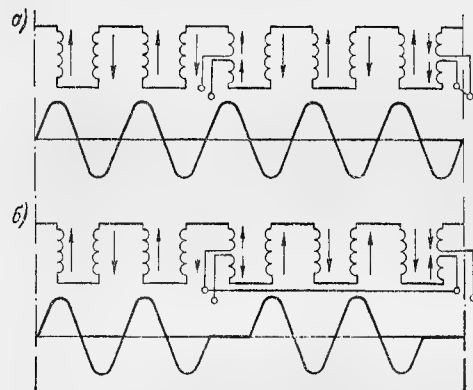


Рис. 74. Обмотка возбуждения с переключающимися полюсами для явнополюсной машины. Схема соединения катушек и кривые потока возбуждения: а — с $p = 5$; б — с $p = 4$.

катушек. Из них четыре средние катушки имеют полное число витков, в то время как обе крайние катушки располагают только половиной этого числа витков. Таким образом, на двух полюсах катушки подразделены на две половины, относящиеся к разным группам. При схеме соединения групп по рис. 74, а получается обычная десятиполюсная обмотка возбуждения.

Если же поменять между собой присоединения одной группы, то получится схема по рис. 74, б. Потоки в переключенной группе меняют свое направление, и, кроме того, потоки в полюсах с подразделенными катушками становятся равными нулю. В результате этого возникает показанная на рис. 74, б кривая потока возбуждения. Ее разложение на гармонические составляющие содержит восьмиполюсное и двенадцатиполюсное поле. Если статор имеет восьмиполюсную обмотку, то машина может работать в качестве восьмиполюсной синхронной машины. Двенадцатиполюсное поле в восьмиполюсной обмотке никакого напряжения не индуцирует. Для подавления прочих высших гармонических могут применяться такие известные средства, как укорочение шага и т. д.

Для переключения обмотки возбуждения требуются четыре контактных кольца. Недостатком при этом является, во-первых, ослабление поля при восьми полюсах и, во-вторых, наличие двенадцатиполюсного поля. Оно имеет частоту $f_{12/8} = 1,5f_1$ и вызывает добавочные потери в стали статора. Если далее учесть, что восьмиполюсное поле вследствие реакции якоря сохраняет при нагрузке приблизительно свою величину, то очевидно, что двенадцатиполюсное поле усиливается пропорционально току возбуждения.

В табл. 10 для различных отношений чисел полюсов приведены амплитуды обоих полей после переключения обмотки возбуждения в виде отношений к амплитуде поля перед переключением.

Таблица 10

Отношение индукций B_2/B_1 , мощностей P_2/P_1 и потерь в стали V_2/V_1 синхронных машин с переключающимися полюсами по рис. 74 и 75

Рисунк	p_1	p_2	p'_2	B_2/B_1	B'_2/B_1	P_2/P_1	V_2/V_1	
							Холостой ход	Полная нагрузка
75, а	2	1	3	0,845	0,510	1,69	1,50	3,83
	2	1	3	0,600	0,270	1,20	0,58	1,24
	3	2	4	0,665	0,475	1,00	0,89	2,34
74, б	4	3	5	0,672	0,522	0,90	0,91	2,48
	5	4	6	0,672	0,550	0,81	0,91	1,95

В среднем можно принять, что амплитуда переключенного поля имеет приблизительно 0,66-кратную величину амплитуды первоначального поля. Развиваемая машиной мощность будет составлять $P_2 = P_1 (B_2/B_1) (p_1/p_1)$, где P_1 является мощностью непереключенной машины при числе пар полюсов p_1 . Отношение P_2/P_1 приведено в табл. 10.

В заключение произведем оценку потерь в стали переключенной машины; на холостом ходу они составляют:

$$V_2 \approx V_1 \left[\left(\frac{B_2}{B_1} \right)^2 + \left(\frac{B'_2}{B_1} \right)^2 \left(\frac{p'_2}{p_2} \right) \right]. \quad (150)$$

Значения отношения V_2/V_1 тоже включены в табл. 10. В среднем при холостом ходе это отношение равно 0,9. При нагрузке можно считать $B_2 \approx \text{const}$, в то время как другое поле с амплитудой B'_2 усиливается пропорционально отношению токов возбуждения J_{E6}/J_{E0} . Ввиду того, что это отношение равно приблизительно 2,5, неиспользуемое поле с числом полюсов p'_2 будет очень резко усиливаться. Практически, ввиду насыщения стали, усиление будет несколько менее значительным. В табл. 10 приведено отношение потерь при условии, что B'_2 при нагрузке вдвое больше, чем на холостом ходу. Потери в стали переключенной

машины при нагрузке приблизительно вдвое больше потерь перед переключением.

На рис. 75 показаны кривые потоков возбуждения после переключения при различных числах полюсов p_1 . Особое положение занимает переключение по рис. 75, а. Здесь полюсы не выключаются и использование машины является более высоким. К сожалению, при этом увеличиваются также и добавочные потери в стали.

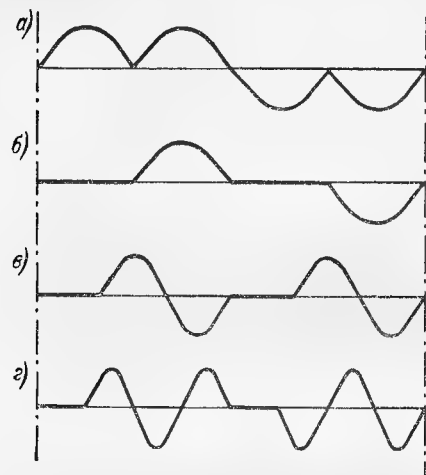


Рис. 75. Кривые потоков возбуждения переключающихся обмоток возбуждения при различных отношениях чисел полюсов.

Обмотку возбуждения можно подразделить и на большее число групп и производить переключение аналогично тому, как было описано для двух групп.

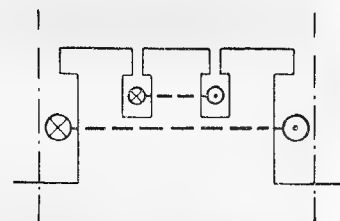


Рис. 76. Обмотка возбуждения для преобразователя частоты.

Другое исполнение полюсов и обмотки возбуждения показано на рис. 76. Средняя катушка искажает поле и создает третью волну, т. е. поле с утроенным числом полюсов. Путем соответствующего выбора питания возбуждения можно добиться независимого регулирования поля с одинарным и тройным числом полюсов. Такие машины создают при соответствующем расчете статорной обмотки или при двух независимых обмотках с отношением чисел полюсов 1 : 3 две различные частоты ($f_1/f_2 = 1/3$). Эти машины могут также служить в качестве преобразователей частоты. Такие преобразователи уже выполнялись и хорошо себя показали в эксплуатации [51].

4. ИЗОЛЯЦИЯ

а) Проводники

Тонкая проволока изолируется в настоящее время почти исключительно лаком. Двухстороннее лаковое покрытие, т. е. разность между диаметрами изолированной (d_1) и голой (d) проволоки, по нормали DIN46435 составляет:

при d :	0,1—0,2	0,2—0,3	0,3—0,4	0,4—0,5 мм
$d_1 - d =$	0,02	0,025	0,03	0,035 мм

Лакированная проволока применяется главным образом на малых и средних машинах. За последнее время считают целесообразным применять лакированную проволоку диаметром до 2 мм. Слой лакового покрытия имеет при этом толщину 0,05 мм. На средних машинах очень часто применяется лакированная проволока с одинарной оплеткой из пряжи.

Для изолирования применяется: стекло (C_T), хлопок (В) и бумага (Р). Двойная толщина изоляции (мм) согласно DIN46436 имеет следующие значения:

d	$1 \times C_T$	$2 \times C_T$	$1 \times B$	$2 \times B$	$1 \times P + 1 \times B$
От 0,5 до 1,5	0,12	0,22	0,12	0,22	0,32
» 1,5 » 3,0	0,15	0,26	0,15	0,26	0,40

Для высоких напряжений применяется проволока с двойной оплеткой (2В) или проволока с одинарной оплеткой и бумагой (1Р + 1В). Если напряжение между смежными проволоками превышает 20 в, то, кроме того, применяется бумажная или слюдяная прокладка.

Для лучшего использования пазового пространства, начиная с сечений проводников около 4 мм², применяются прямоугольные проводники. Чтобы избежать скручивания проводников, они ни в коем случае не должны быть квадратными и должны иметь по крайней мере отношение сторон 1 : 1,2.

Проводники более крупного сечения снабжаются ленточной изоляцией. При намотке ленты в один ряд вплотную можно считать, что везде будет иметься двойной слой изоляции (толщиной приблизительно 0,6 мм). Прямые части массивных стержней часто оклеиваются бумагой.

Входные катушки высоковольтной обмотки выполняются часто с усиленной изоляцией, чтобы она могла лучше сопротивляться блуждающим волнам при коммутационных процессах. Ввиду более толстого слоя изоляции сечение меди этих катушек должно быть несколько меньшим, чем у других катушек. Однако по технологическим причинам многие заводы применяют одинаковую усиленную изоляцию проволоки для всех катушек.

Возникающие при коммутационных процессах перенапряжения обмоток определяются отраженной волной напряжения, равного приблизительно 2—3-кратному амплитудному значению фазного напряжения. Изоляция между обмоткой и корпусом подвергается при этом воздействию 2—3,5-кратного рабочего напряжения, а витковая изоляция испытывает, в зависимости от крутизны волны напряжения и конструктивного исполнения обмотки, действие 10—100-кратного рабочего напряжения.

6) Обмотки

Толщина пазовой изоляции машин низкого напряжения (до 500 в) определяется главным образом исходя из ее механической прочности. По этой причине пазовая изоляция малых машин низкого напряжения, как правило, бывает слабее, чем у крупных машин. Она состоит из нескольких (в большинстве случаев из трех) слоев различных изоляционных материалов, например прессшпана, слюдинитовой бумаги, лакоткани или других синтетических материалов. Толщина отдельных слоев составляет приблизительно от 0,15 до 0,3 мм. Применения более толстых слоев избегают, так как при изгибе они могут стать ломкими. Наружный слой изготавливают обычно из механически прочного прессшпана, чтобы этот слой мог служить хорошей защитой основной изоляции против неровностей поверхности стенки паза. Общая толщина стенки изоляционной гильзы при низких напряжениях составляет приблизительно от 0,6 до 0,8 мм с каждой стороны.

При определении размеров пазового пространства следует учитывать зазор между изоляционной гильзой и активной сталью, с одной стороны, и между отдельными проводниками, с другой стороны. Отдельные листы пакета несколько сдвинуты один относительно другого, образуют «гребенку» и тем самым уменьшают полезное пазовое пространство. Это несовпадение кромок отдельных листов, а также зазор между гильзой и активной сталью и между отдельными слоями гильзы учитываются фиктивным зазором в 0,5 мм для обеих стенок гильзы. Если обмотка состоит из толстых проводников, которые укладываются рядами, то следует учитывать зазор в размере от 0,15 до 0,2 мм на каждый проводник. В случае обмоток из тонкой круглой проволоки, которые укладываются без определенного порядка (всыпная обмотка), в расчет принимается все заполненное проволокой пространство, и его принимают равным $1,25zd_1^2$, где z — число проводников в пазу, а d_1 — диаметр изолированной проволоки.

Для защиты обмотки от воздействий влаги ее пропитывают лаком. Перед пропиткой обмотка сушится в печи, затем ее помещают в специальный сосуд с лаком. При воздействии высокой температуры и меняющегося давления (сперва пониженного, затем повышенного) обеспечивается более или менее полное проникновение лака в изоляционные материалы. Однако воздух из пор между проволокой и изоляцией при этом методе вытесняется не полностью.

Пропитка изоляции малых и средних машин осуществляется путем погружения в лак всего статора вместе с обмоткой. В случае крупных машин, которые полностью погружаться не могут, либо следует статор с обмоткой погружать частями в лак, либо попытаться произвести пропитку катушек предварительно до укладки в статор. При последнем способе надо следить за тем, чтобы те части обмотки, которые изгибаются во время сборки,

не подвергались пропитке, так как изоляционные материалы становятся после пропитки и сушки очень ломкими. После укладки обмотки гибке подвергаются обычно только лобовые части (головки) обмотки, которые могут пропитываться отдельно после укладки.

После пропитки и укладки обмотки часто покрываются еще специальным черным лаком кистью или пульверизатором. Этот лак имеет после высыхания гладкую глянцевую поверхность и предотвращает, таким образом, отложение пыли на обмотке.

У обмоток высокого напряжения изоляция проводника в пазу усиливается в соответствии с величиной напряжения. Предварительно изогнутые стержни или катушки обматываются слюдосодержащими лентами в несколько слоев и подвергаются нагреву и давлению в специальных формах так, что образуются прочные гильзы в несколько миллиметров толщины.

Лобовые части обмоток машин низкого напряжения или совсем не изолируются, или только частично прокладками и лентой для крепления. Лобовые части машин высокого напряжения изолируются несколькими слоями слюдосодержащей ленты, лакированной или стеклянной лентой или же лентой из искусственных тканей при применении самоотверждающихся лаков и затем покрываются лаком для защиты от внешних воздействий.

При напряжении свыше 4 кВ для устранения разрядов, которые разрушают изоляцию, необходимо возможно более плотное, без включений воздуха, выполнение пазовой изоляции. Для достижения этого катушки пропитываются асфальтовой — компаундной массой в вакууме и последовательно подвергаются действию давления. Раздельные стержни пропитываются бакелитом или другими самоотверждающимися искусственными лаками, закладываются в горячие прессы и запекаются до получения монолитной изоляции. Эти раздельные стержни или предварительно изогнутые катушки после пропитки обматываются в обкаточных приспособлениях под нагревом слюдосодержащей лентой и затем в холодном состоянии обжимаются до требуемых размеров. При применении соответствующих склеивающих веществ (шеллака, асфальта с затвердевающими добавками или эпоксидным лаком) удается после неоднократного нагрева под давлением получить прочную гильзу, которая при толщине в несколько миллиметров имеет электрическую прочность 2 кВ/мм и выше.

Разряды между пазом и изоляцией устраняются путем применения внешнего покрытия из полупроводящего графитсодержащего лака или графитированной бумаги. При напряжении свыше 10 кВ в неоднородном электрическом поле при выходе стержней из паза возможны разряды, а при испытании изоляции — даже перекрытие по поверхности. Для устранения этого при обычных напряжениях до 24 кВ применяются полупроводящие обкладки, наклеиваемые на концах стержня.

Материалом для корпусной изоляции служат, помимо обычных микафолия или микаленты со слюдой, бумагой и шеллаком или

асфальтом, комбинации размолотой слюды со стеклянной лентой или лентами из искусственных тканей с самоотверждающимися искусственными смолами. Изоляция из таких материалов приготавливается в виде ленты с непрерывным обматыванием пазовой и лобовой частей стержня. При этом применяются достаточно жидкие искусственные смолы (эпоксидные или полиэфирные) с пропиткой в вакууме и последующим обжатию в горячих прессах.

Величину части гильзы, выступающей из пакета активной стали, рассчитывают таким образом, чтобы минимальное расстояние от пакета стали, включая нажимную плиту, до кромки гильзы составляло приблизительно $(5 + 9U_N)$ мм, где U_N — номинальное напряжение, кВ. Расстояние головок обмоток друг от друга и от стальных частей может быть вдвое меньшим.

в) Испытание изоляции

Испытание изоляции состоит, согласно Нормам для оценки и испытания электрических машин (REM), из испытания корпусной изоляции, импульсного испытания волной с крутым фронтом и испытания витковой изоляции.

Испытание корпусной изоляции служит для проверки достаточности изоляции обмоток относительно друг друга и относительно корпуса. На машинах с рабочим напряжением свыше 1 кВ перед проведением этого испытания необходимо разъединить все соединения между отдельными обмотками (или ветвями) и корпусом. Один полюс источника напряжения соединяется с испытываемой обмоткой, а второй полюс — с корпусом машины и с остальными замкнутыми между собой обмотками.

Испытательное напряжение должно медленно повышаться предписанным правилами способом и поддерживаться в течение одной минуты при максимальном значении, указанном в табл. 11. Наличие неисправности обнаруживается с помощью вольтметра, стрелка которого возвращается при этом в нулевое положение. Место неисправности определяется обычно по громкому потрескиванию или по появлению видимого пламени. Испытательное напряжение должно быть практически синусоидальным, а его частота должна равняться номинальной.

Импульсное испытание волной с крутым фронтом служит для проверки способности витковой изоляции выдерживать воздействие возникающих при эксплуатации волн перенапряжения с крутым фронтом. Описание этого испытания приведено в REM (§ 51).

Испытание витковой изоляции служит для контроля достаточности изоляции витков друг от друга. Испытание проводится на холостом ходу путем повышения приложенного напряжения. Для обмоток с номинальным напряжением ниже 1000 в или с неразмыкающимися соединениями испытательное напряжение равно 1,5-кратному номинальному. Для всех других обмоток оно рав-

Таблица 11
Испытательное напряжение для обмоток
По VDE0530/66 (выдержка)

№ пп.	Машина или ее часть	Испытательное напряжение U_p (действующее значение)
1	Вращающиеся машины с мощностью ниже 1 кВт и напряжением ниже 100 в	$2U_N + 500$ в
2	Вращающиеся машины мощностью ниже 10 000 кВт или 10 000 кВА	$2U_N + 1000$ в
3	Вращающиеся машины мощностью 10 000 кВт или 10 000 кВА и более: $U_N \leq 2000$ в $2000 < U_N \leq 6000$ » $6000 < U_N \leq 17000$ » $U_N \leq 17000$ »	$2U_N + 1000$ в $2,5U_N$ $2U_N + 3000$ в по согласованию
4	Отдельно питаемые обмотки возбуждения машин постоянного тока	1000 в + удвоенное наибольшее напряжение возбуждения (мин. 1500 в)
5	Обмотки возбуждения синхронных машин без асинхронного пуска или для асинхронного пуска с короткозамкнутой обмоткой	$10U_N$ (мин. 1500 в) (макс. 3500 в)
6	Роторные обмотки индукционных машин: а) нереверсируемые б) реверсируемые	$2U_{20} + 1000$ в $4U_{20} + 1000$ в

няется 1,3-кратному номинальному напряжению. Продолжительность испытания составляет 3 мин.

Для некоторых целей необходимо знать электрическое сопротивление изоляции. Оно измеряется обычно в мегаомметрах. Допустимые величины сопротивления изоляции точно не установлены. Они в большой мере зависят от степени влажности машины. Особенно низкие значения указывают на повышенную влажность машины. В качестве ориентировочной величины можно принять приблизительно 1 Мом на 1 кВ рабочего напряжения независимо от величины машины. Согласно требованиям норм сопротивление изоляции при температуре, близкой к рабочей, должно быть:

$$R_I \geq \frac{U_N}{1000 + 0,01 P_{квв}} [\text{Мом}].$$

Малые включения воздуха в изоляции обмотки вызывают ряды (ионизация воздуха) и укорачивают поэтому срок службы

обмотки. Для оценки качества обмотки в этом отношении применяют измерение угла диэлектрических потерь изоляции $\operatorname{tg} \delta$. При измерении угла потерь в зависимости от напряжения можно по виду кривой сделать некоторые выводы о качестве изоляции. Сильное увеличение угла потерь указывает на присутствие воздуха в изоляции.

§ 33 VDE0530/66 содержит следующие данные о допустимой величине угла потерь для машин до 10,5 кВ:

- 1) при $U = 0,2U_N$ начальное значение $\operatorname{tg} \delta \leq 40 \cdot 10^{-3}$;
- 2) увеличение угла потерь в диапазоне напряжения $0,2U_N$ до $1,0U_N$ будет составлять $\Delta \operatorname{tg} \delta \leq 5 \cdot 10^{-3}$ на каждые $0,2U_N$ для 95% испытываемых стержней и $\Delta \operatorname{tg} \delta \leq 6 \cdot 10^{-3}$ для остатка, т. е. для 5% испытываемых стержней.

Для машин с напряжением от 10,5 до 17 кВ угол потерь должен по возможности не превосходить указанных выше значений.

5. НАВЕДЕННАЯ Э. Д. С.

а) Э. д. с. катушки

Наводимая в катушке э. д. с. определяется изменением во времени потокоцепления ψ . Под потокоцеплением понимают произведение потока Φ , пронизывающего контур катушки, на число витков катушки:

$$\psi = w\Phi. \quad (151)$$

В случае якорной обмотки сюда добавляется еще обмоточный коэффициент ξ , который учитывает неполное сцепление обмотки с потоком. Этот обмоточный коэффициент будет рассматриваться в § 6 гл. 4.

Наведенная э. д. с. катушки

$$e = -d\psi/dt = -w d\Phi/dt. \quad (152)$$

Уравнение (152) выражает мгновенное значение э. д. с. В электрических машинах поток периодически изменяется с известной частотой f (Гц). Среднее значение э. д. с. для полупериода ($T/2$) при $\Delta\Phi = 2\Phi$ и $\Delta t = T/2 = 1/2f$ составляет:

$$E_m = 4w f \Phi, \quad (153)$$

где Φ — максимальная величина потока. Величина средней э. д. с. определяется только предельными величинами $+\Phi$ и $-\Phi$, но не промежуточными значениями.

В большинстве случаев поток изменяется во времени синусоидально, т. е.

$$\Phi = \Phi \sin \omega t, \quad (154)$$

где

$$\omega = 2\pi f \quad (155)$$

является угловой частотой. По (152) максимальная величина наведенной э. д. с. будет при этом составлять:

$$\hat{E} = \omega w \Phi, \quad (156)$$

а ее эффективное значение

$$E = \hat{E}/\sqrt{2} = \sqrt{2} \pi f w \Phi = 4,44 w f \Phi. \quad (157)$$

Если подставить поток в в/сек, а частоту в сек⁻¹, то получим э. д. с. в вольтах. Если же поток выражается в максвеллах, то (157) необходимо помножить на 10^{-8} , чтобы получить напряжение в вольтах.

Отношение между эффективным и средним значениями называют коэффициентом формы. При синусоидальном потоке этот коэффициент согласно (153) и (157) составляет:

$$\xi_E = \sqrt{2} \pi/4 = 1,11, \quad (158)$$

б) Э. д. с. обмотки машины переменного тока

Ввиду различного расположения якорных катушек и их особой схемы соединения потокоцепление обмотки переменного тока всегда меньше произведение числа витков и максимальной величины потока. Во-первых, ширина катушки W часто бывает меньше или больше полюсного деления τ . Вследствие этого не весь поток сцепляется с катушкой. Катушечный коэффициент (или коэффициент сокращения), который учитывает это обстоятельство, составляет [см. (320)] для нечетных волн:

$$\xi'_v = \sin \frac{v\pi}{2} \cdot \frac{W}{\tau}, \quad (159)$$

причем для основной волны принимается $v = 1$. В случае скошенных пазов сюда добавляется еще коэффициент скоса [см. (321)]:

$$\chi_v = \frac{\sin v\pi pb/N\tau_z}{v\pi pb/N\tau_z}, \quad (160)$$

где τ_z — пазовое деление; N — число пазов; b — величина скоса. Полный катушечный коэффициент

$$\xi_v = \xi'_v \chi_v. \quad (161)$$

Кроме того, катушки расположены не в одном, а в нескольких пазах. Поэтому максимальные значения возникают не одновременно, а последовательно одно за другим, и результирующая э. д. с. будет меньше арифметической суммы напряжений отдельных катушек.

Групповой коэффициент (или коэффициент распределения) учитывает соединение отдельных

Групповые коэффициенты (распределения) однослойных обмоток с целым числом пазов на полюс и фазу

	q	1	3	5	7	9	11	13	15	17	19
Трехфазная $q = Q$	1	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
	2	0,966	0,707	0,259	-0,259	-0,707	-0,966	-0,966	-0,707	-0,259	0,259
	3	0,960	0,667	0,217	-0,177	-0,333	-0,177	0,217	0,667	0,960	0,960
	6	0,957	0,644	0,197	-0,145	-0,236	-0,102	0,092	0,172	0,084	-0,084
Однофазная $Q = 1,5$	2	0,866	0	-0,866	-0,866	0	0,866	0,866	0	-0,866	-0,866
	4	0,836	0	-0,224	0,224	0	-0,836	-0,836	0	0,224	-0,224
	6	0,831	0	-0,188	0,154	0	-0,188	0,188	0	-0,831	-0,831
	6	0,827	0	-0,165	0,118	0	-0,075	0,064	0	-0,049	0,044

катушек в группу. Групповой коэффициент [см. (328)] составляет:

$$\xi_{Gv} = \frac{\sin vq \cdot 90^\circ/Q}{q \sin v \cdot 90^\circ/Q}, \quad (162)$$

где Q — число всех пазов на полюс и фазу, а q — число пазов с обмоткой. Только для однофазной обмотки $q < Q$, а для всех других обмоток $q = Q$. Групповой коэффициент для основной волны изменяется с числом q лишь незначительно. Поэтому во многих случаях можно принимать $q = \infty$ и рассчитывать групповой коэффициент по (328а). Некоторые значения группового коэффициента приведены в табл. 12 и 19.

Наконец, отдельные группы катушек могут выполняться с различной шириной зоны. При расширении зоны на угол ρ по сравнению с углом $360^\circ/2m$, который соответствует нормальной ширине катушечной группы, коэффициент зоны для нечетных гармонических [см. (338)] составляет:

$$\xi_{zv} = \sin \pi v/2 \cos v\rho. \quad (163)$$

Все вышеприведенные коэффициенты объединяются в обмоточный коэффициент:

$$\xi_v = \xi_v \xi_{Gv} \xi_{zv}. \quad (164)$$

Для некоторых обмоток один или несколько коэффициентов исчезают, т. е. они становятся равными единице. Четные высшие гармонические встречаются редко; все относящиеся к ним коэффициенты приведены в § 6 четвертой главы.

в) Э. д. с. коллекторной обмотки

Э. д. с. коллекторной обмотки при вращении в системе неподвижных полей переменного направления, как это имеет место в машинах постоянного тока, рассчитывается по (153). Это уравнение дает среднюю э. д. с. одной катушки при перемещении на одно полюсное деление. Поэтому сумма мгновенных значений э. д. с. катушек, расположенных между соседними щетками, будет равна сумме средних значений э. д. с. этих катушек.

Если через z обозначить полное число якорных проводников, а через $c = 2a$ — число параллельных ветвей, то число последовательно соединенных витков будет составлять:

$$w = z/4a = z/2c. \quad (165)$$

Если n — скорость вращения машины (об/мин), то

$$f = np/60. \quad (166)$$

Э. д. с. между установленными в нейтральной зоне щетками составляет:

$$E = E_m = \frac{n}{60} p \frac{z}{a} \Phi_s, \quad (167)$$

где Φ_s — наибольший сцепленный с катушкой поток. Его величина зависит от ширины катушки. У машин постоянного тока ширина катушки мало отличается от полюсного деления. Кроме того, кривая изменения поля вблизи нейтральной зоны имеет очень пологий характер, так что незначительные изменения ширины катушки почти никакого влияния на ее поток не оказывают. Поэтому для машин постоянного тока можно считать, что поток катушек равен полному потоку.

Э. д. с. вращения машин переменного тока определяется также по (167). Так как в большинстве случаев рассчитывается эффективная величина э. д. с., то вместо Φ_s следует подставлять эффективное значение основного потока $\Phi_1/\sqrt{2}$. Кроме того, ширина катушки играет здесь такую роль, которую уже нельзя не учитывать, и поэтому поток катушки будет:

$$\Phi_s = \xi_1 \Phi_1/\sqrt{2}. \quad (168)$$

Влияние сдвига щеток в хордовое положение соответствует расширению зоны, и соответствующий коэффициент (щетоchnый или зональный) составляет:

$$\xi_z = \cos \alpha = \xi_B, \quad (169)$$

где α — угол сдвига щетки.

Обозначим далее через w по (165) число эффективных витков коллекторной обмотки при диаметральноном положении щеток, э. д. с. вращения при этом составляет:

$$E_{1, \text{rot}} = \frac{n}{60} 4wp \xi_1 \xi_B \Phi_1/\sqrt{2}. \quad (170)$$

При расчете трансформаторной э. д. с. в той же самой обмотке следует учитывать, что здесь суммирование средних величин э. д. с. катушек не происходит и что их надо суммировать геометрическим путем. Поэтому в уравнение э. д. с. включается групповой коэффициент ξ_G . Трансформаторная э. д. с. выражается уравнением

$$E_{1, tr} = \sqrt{2} \pi f w \xi_1 \xi_G \xi_B \Phi_1. \quad (171)$$

Очень часто необходимо знать э. д. с. катушки с одним витком, например, при проверке причин искрения. Для нее $w = 1$ и $\xi_G = 1$. Уравнения (170) и (171) справедливы для коллекторных обмоток переменного тока при любом типе фаз и условии подстановки в них соответствующих значений эффективного числа витков w и группового коэффициента ξ_G .

6. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТОКА И ЭФФЕКТИВНОЕ ЧИСЛО ВИТКОВ КОЛЛЕКТОРНОЙ ОБМОТКИ МАШИНЫ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА

Распределение тока в коллекторной обмотке при однофазном питании показано на рис. 77. На рис. 77, а воспроизведено распределение тока в диаметральной обмотке с диаметрально расположенными щетками, а на рис. 77, б — в той же обмотке со сдви-

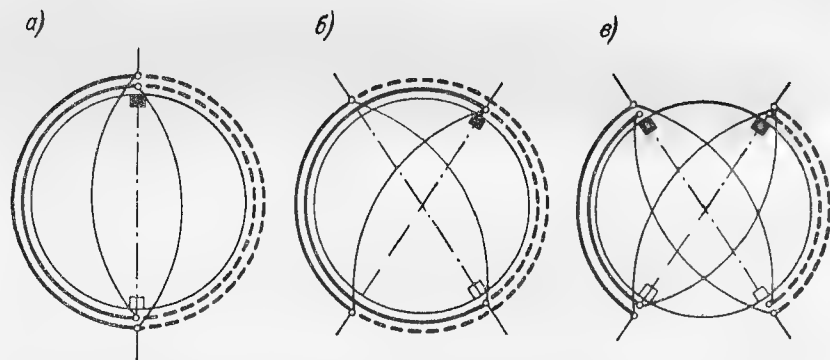


Рис. 77. Распределение тока в коллекторной обмотке с диаметральным шагом с однофазным питанием: а — диаметрально расположенные щетки; б — одинарные хордовые щетки; в — двойные хордовые щетки.

нутыми на угол α щетками, т. е. с хордовыми щетками. Видно, что токи обоих слоев проходят на двух участках длиной 2α в противоположных направлениях. Эти два участка никакого магнитного действия не оказывают, но вызывают те же обмоточные потери, что и при диаметрально расположенных щетках. При двойных хордовых щетках (рис. 77, в) в обоих участках вообще нет тока. Обмоточные потери составляют здесь лишь $(\pi - 2\alpha)/\pi$ -кратную величину потерь при диаметрально расположенных щетках.

В § 5 настоящей главы уже было показано, что коллекторная обмотка с однофазным питанием может быть заменена обычной обмоткой с числом витков

$$w = z/4a = z/2c. \quad (172)$$

При определении э. д. с. вращения обмоточный коэффициент

$$\xi = \xi_B, \quad (173a)$$

а при определении трансформаторной э. д. с.

$$\xi = \xi_G \xi_B. \quad (173b)$$

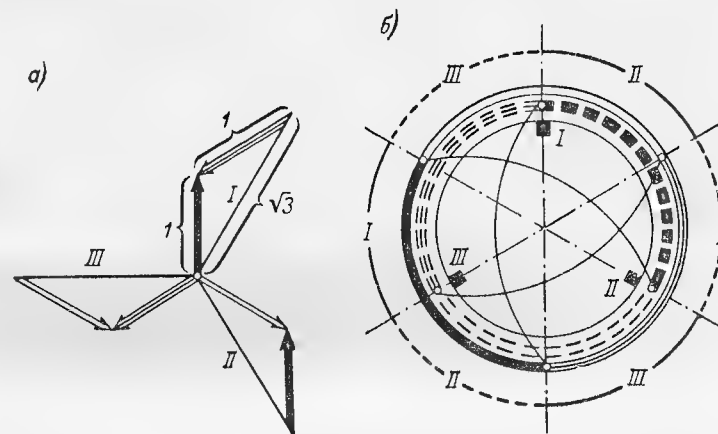


Рис. 78. Диаграмма тока (а); распределение тока в обмотке с диаметрально расположенными щетками при трехщеточном комплекте (б).

Вопросы распределения тока при различных величинах ширины катушки ($W = \tau(\pi - 2\beta)/\pi$) и угла сдвига щеток α изложены Рихтером (Richter) [44]. Практически укорочение шага обмотки незначительно, и им можно пренебречь.

Распределение тока в коллекторной обмотке при трехфазном питании и трехщеточной схеме показано на рис. 78, б. Предполагается, что обмотка диаметрально расположена. Диаграмма тока к рис. 78, б показана на рис. 78, а. Если просуммировать токи верхнего и нижнего слоев, то получится линейная токовая нагрузка, соответствующая щеточным токам (I, II и III). При этом получается обычная однослойная обмотка с шестью зонами (наружная окружность на рис. 78, б), по которой проходит щеточный ток и эффективное число витков которой составляет:

$$w = z/12a = z/6c. \quad (174)$$

Токовые потери в этой обмотке, однако, более высоки, чем у обычной обмотки, так как токи в обоих слоях сдвинуты относительно друг друга на 30° . С помощью рис. 78, а нетрудно показать, что это повышение составляет $4/3$.

Распределение тока в диаметральной обмотке при шестищеточной схеме и диаметральных щетках показано на рис. 79. Линейные токовые нагрузки между каждой парой щеток изображены двумя окружностями, соответствующими обоим слоям обмотки. Римские цифры на окружностях указывают ток щеток, протекающий по слоям. При этом ток в слоях составляет только половину щеточного тока. Если просуммировать токи всех щеток, то получится результирующая линейная токовая нагрузка, которая по-

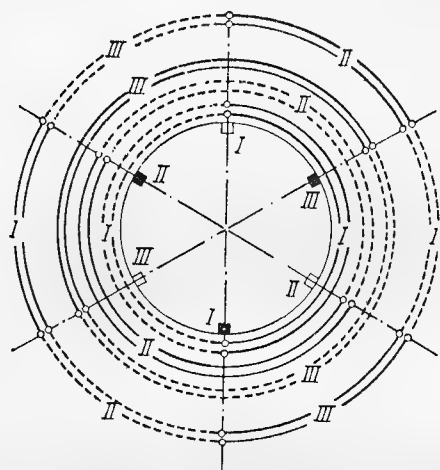


Рис. 79. Распределение тока в обмотке с диаметральной шагом при шестищеточном комплекте в диаметральной положении.

казана на рис. 79 двойной наружной окружностью. Теперь по каждому слою проходит полный щеточный ток и токи обоих слоев совпадают между собой по фазе. Эквивалентная однослойная обмотка имеет теперь эффективное число витков

$$\omega = z/6a = z/3c, \quad (175)$$

т. е. вдвое большее число витков, чем у обмотки с трехщеточным комплектом. При той же самой линейной токовой нагрузке щеточный ток равен половине, а ток проводников $\sqrt{3}/2$ -кратной величине соответствующих токов при трехщеточном комплекте. Обмоточные потери равны только $3/4$ потерь при трехщеточном комплекте. Если R_D — сопротивление фазы в диаметральной положении, то потери при шестищеточном комплекте составляют $V_6 = 3R_D J^2$, а при трехщеточном комплекте $V_3 = 4R_D J^2$.

При сдвиге щеток, т. е. в случае хордовых щеток, распределение тока изменяется. На рис. 80 показано распределение тока для $1/6$ окружности якоря. Вместо 6 зон теперь получаются 12. Сравнение рис. 80, а—г показывает, что с возрастанием угла 2α

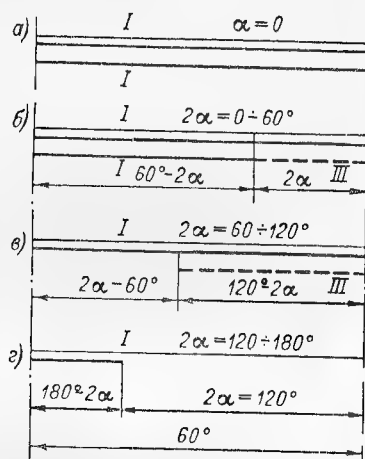


Рис. 80. Распределение тока в $1/6$ части обмотки с диаметральной шагом при шестищеточном комплекте и при сдвиге щеток на угол α от диаметрального положения.

эффективная линейная токовая нагрузка постепенно уменьшается. При $2\alpha = 60^\circ$ получается распределение тока трехщеточного комплекта, при $2\alpha = 120^\circ$ — распределение тока однофазной обмотки (двухщеточный комплект), а при $2\alpha = 180^\circ$ линейная токовая нагрузка равна нулю.

Потери в обмотке при углах 2α от 0 до 60° остаются неизменными, так как по обоим слоям проходит одинаковый ток. Начиная с $2\alpha = 60$ до 180° потери линейно снижаются до нуля.

Магнитное действие обмотки убывает в соответствии со щеточным коэффициентом по (169).

ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАШИНАХ

1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ЗАКОНЫ

Электрический ток возбуждает в окружающем пространстве магнитное поле. Магнитные силовые линии сцеплены с линиями токов. Направления магнитных силовых линий и направление тока взаимно связаны правилом буравчика. Магнитные силовые линии замкнуты; совокупность их образует магнитный поток. Величина его зависит не только от тока, которым он возбужден, но и от среды, в которой находится магнитный поток.

Магнитное поле описывается двумя векторами: вектором напряженности $\vec{H}$ и вектором индукции $\vec{B}$. Направления обоих векторов совпадают, причем величины их связаны соотношением

$$\mu = \vec{B}/\vec{H}, \quad (176)$$

где μ — скалярная величина; она называется магнитной проницаемостью среды и определяется произведением

$$\mu = \mu_0 \mu_r, \quad (177)$$

где μ_0 — абсолютная проницаемость вакуума и μ_r — относительная магнитная проницаемость среды. Если B — в вб/м^2 , H — в а/м , то $\mu_0 = 0,4\pi \cdot 10^{-6} \text{ гн/м}$; если же B — в в.сек/см^2 , H — в а/см , то $\mu_0 = 0,4\pi \cdot 10^{-8} \text{ гн/см}$.

Относительная проницаемость μ_r — положительная величина. Для вакуума она равна точно единице, а для воздуха и немагнитных материалов она практически может быть принята равной единице. Для стали и некоторых ферромагнитных материалов величина μ_r может достиг значения в несколько тысяч.

Направление магнитных силовых линий характеризует направление магнитного потока. Если провести плоскость, перпендикулярную направлению магнитных силовых линий, то количество линий на единицу поверхности определяет величину индукции. Магнитные силовые линии являются замкнутыми. Следовательно, магнитное поле не имеет источников. Весь поток можно разделить на ряд единичных трубок; вдоль каждой из них поток остается постоянным. Тогда индукция в такой трубке определяется ее сечением.

Если поток проходит через поверхность раздела двух сред, то нормальные составляющие индукции в обеих средах равны:

$$B'_n = B_n, \quad (178)$$

так как поток, проходящий через поверхность раздела, должен сохраниться неизменным. Нормальная же составляющая напряженности поля изменяется обратно пропорционально магнитным проницаемостям обеих сред:

$$H'_n = \frac{\mu_r}{\mu_r'} H_n. \quad (179)$$

В средах с малой магнитной проницаемостью, например в воздухе, напряженность поля при той же индукции значительно выше, чем в средах с большей проницаемостью, например в стали.

Линейный интеграл напряженности магнитного поля вдоль какого-либо отрезка называется *намагничивающей силой*. Интеграл напряженности магнитного поля по замкнутому контуру равен полному току, охватываемому этим контуром:

$$\oint \vec{H} d\vec{l} = \oint H dl \cos(\vec{H}_1 d\vec{l}) = \theta = \int_S d\vec{j}. \quad (180)$$

Уравнение (180) является формулировкой *закона полного тока*. Оно служит основой для расчета магнитной цепи в электрических машинах. Обычно путь интегрирования выбирают таким, чтобы он совпадал с направлением магнитных силовых линий; в этом случае, следовательно, $\cos(H_1 dl) = 1$. Для расчета намагничивающей силы магнитной цепи необходимо предварительно знать напряженность на различных ее участках. Она получается исходя из распределения потока на этих участках.

Полный ток или полная намагничивающая сила складываются из отдельных н. с., имеющих большей частью одинаковое направление. Если речь идет об одном и том же токе, который многократно сцеплен с одним и тем же магнитным потоком, то вводится понятие *ампер-проводников*, *ампер-витков* или просто *ампер*:

$$\theta = \omega J. \quad (181)$$

Рассмотрим процесс перехода магнитного потока из одной среды в другую несколько подробнее. Рассмотрим общий случай,

когда на поверхности раздела сред имеется также электрический ток. Такая задача рассматривается, например, при расчете магнитного поля в воздушном зазоре электрической машины. При переходе магнитного потока из ротора в воздушный зазор он встречает на своем пути ток обмотки ротора. Для простоты не будем учитывать влияние пазов и заменим ток, сосредоточенный в пазах, током, равномерно распределенным по поверхности якоря. Этот равномерно распределенный ток называется *линейной нагрузкой*; ее размерность — $a/м$.

Зависимость между нормальными составляющими индукции и напряженностью магнитного поля уже была рассмотрена [уравнения (178) и (179)]. Эта зависимость не изменяется при наличии тока на поверхности раздела.

Рассмотрим теперь зависимость между касательными составляющими напряженности поля. Для этого выделим на поверхности раздела сред элементарный прямоугольник с основанием dl (рис. 81). Применим к нему закон полного тока:

$$H_t dl - H' dl = \pm A dl; \quad (182a)$$

следовательно,

$$H'_t = H_t \mp A. \quad (182b)$$

Касательные составляющие напряженности на поверхности раздела двух сред отличаются друг от друга на величину линейной нагрузки A ($a/м$). Знак линейной нагрузки определяется по правилу буравчика. Из уравнения (182b) получаем зависимость между касательными составляющими индукции:

$$B'_t = \frac{\mu'}{\mu} B_t \mp \mu' A. \quad (183)$$

Если подставить сюда A в $a/м$, $\mu = 0,4\pi \cdot 10^{-6} \mu_r \text{ гн/м}$, то индукцию получим в вб/м^2 .

Если поток подходит к границе раздела под углом α , то угол преломления в другой среде становится равным α' ; эти углы связаны законом:

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha'}{\operatorname{tg} \alpha} = \frac{B'_t}{B_t} = \frac{\mu'}{\mu} \mp \frac{\mu' A}{B_t}. \quad (184a)$$

В частном случае, когда линейная нагрузка на поверхности раздела отсутствует, получаем:

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha'}{\operatorname{tg} \alpha} = \frac{\mu'}{\mu} = \frac{\mu_r'}{\mu_r}. \quad (184b)$$

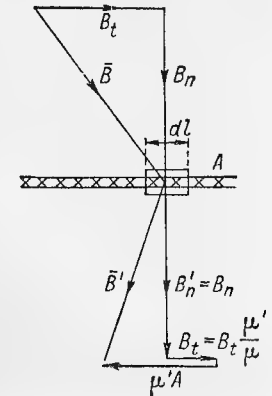


Рис. 81. Расчет индукции на поверхности раздела двух сред с различной магнитной проницаемостью ($A \neq 0$).

Если первой средой является сталь, а второй — воздух, то $\mu_r/\mu_r \ll 1$ и $\operatorname{tg} \alpha \approx 0$, т. е. все трубки магнитного потока, выходящие из стали, нормальны ее поверхности, независимо от угла падения в стали. Лишь при очень высоких индукциях ($B > 2 \text{ вб/м}^2$) или очень больших углах падения угол преломления может отличаться от нуля. Влияние линейной нагрузки мало при малых углах падения ($\alpha < 45^\circ$) и $A < 30\,000 \text{ а/м}$, однако оно становится большим при больших углах падения в стали. Так, например, для практически важного случая — при выходе потока из полюса электрической машины ($A = 0$) — направление всех силовых линий перпендикулярно поверхности полюса. Лишь на сторонах сердечника полюса, где расположена обмотка возбуждения, линейная нагрузка $A \neq 0$ и угол преломления отличается от нуля. То же самое имеет место и при потоке, выходящем из якоря, если по обмотке якоря протекает ток.

Рассмотрим элементарную трубку с потоком Φ , которая проходит через пространство, где линейная нагрузка отсутствует ($A = 0$). Пусть длина этой трубки L , сечение q , магнитная проницаемость среды μ ; в общем случае сечение и, кроме того, магнитная проницаемость могут по длине изменяться. Линейный интеграл вдоль трубки равен разности магнитных потенциалов, т. е. намагничивающей силе

$$M = \int_L \vec{H} d\vec{l} = \Phi \int_L \frac{dl}{\mu q} [a]; \quad (185)$$

здесь $\mu = 0,4\pi \cdot 10^{-8} \text{ гн/м}$; Φ — в вб; l — в м; q — в м².

Магнитным сопротивлением трубки называется отношение

$$R_m = \frac{M}{\Phi} = \int_L \frac{dl}{\mu q} [\text{ом}^{-1} \cdot \text{сек}^{-1}]. \quad (186)$$

Обратная величина называется магнитной проводимостью

$$\Lambda = \frac{1}{R_m} [\text{ом} \cdot \text{сек}]. \quad (187)$$

Если подразделить безвихревую область поля ($A = 0$) на ряд элементарных трубок, то на каждой из них можно найти точки с равным магнитным потенциалом. Если соединить эти точки, то получим так называемые линии равного магнитного потенциала или — в трехмерном пространстве — поверхности равного потенциала. Они характерны тем, что работа вектора напряженности магнитного поля вдоль них равна нулю, т. е. равны нулю касательные составляющие напряженности поля и индукции вдоль этой плоскости. Отсюда вытекает очень важное следствие: силовые линии и линии равного магнитного потенциала в безвихревом поле всегда нормальны друг

другу. Это значительно облегчает вычерчивание картины поля. Практически поверхность стали при $A = 0$ является поверхностью равного потенциала, так как касательная составляющая напряженности поля вдоль этой поверхности очень мала.

Рассмотрим практический метод вычерчивания картины магнитного поля в пространстве между полюсом и поверхностью якоря; обе эти поверхности можно принять за поверхности равного потенциала ($A = 0$). Разделим пространство между полюсом и поверхностью якоря силовыми линиями и линиями равного потенциала таким образом, чтобы они были перпендикулярны друг другу (рис. 82). Эта работа может быть значительно упрощена, если вычертить трубки, магнитный поток которых одинаков ($\delta/\alpha = \text{const}$).

Далее, если выбрать сечение трубки (в двухмерном пространстве — ширину трубки) равным ее длине, то сопротивление и проводимость ее равны единице. Такие трубки называются единичными; они изображены в правой части рис. 82. В левой части рисунка единичные трубки разделены линиями равного потенциала на четыре части. Подразделение на большее число частей облегчает вычерчивание картины поля.

Пусть m — число единичных трубок в пространстве между поверхностями полюса и якоря, l — длина поверхности в направлении, перпендикулярном чертежу; тогда магнитная проводимость

$$\Lambda = \mu_0 m l, \quad (188)$$

а магнитный поток

$$\Phi = \mu_0 m l M. \quad (189)$$

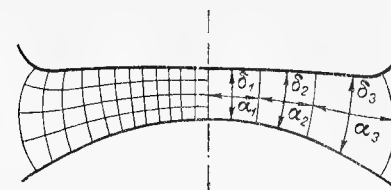


Рис. 82. Картина поля между якорем и поверхностью полюсного наконечника.

2. ПОЛЕ В ЗАЗОРЕ И ПОЛЮСНОМ ОКНЕ

а) Гладкий якорь и явно выраженные полюсы

Пусть длина гладкого якоря l_j столь велика, что влиянием потока лобовой части можно пренебречь. На рис. 83 изображено поперечное сечение машины с двумя соседними полюсами. Поверхности полюсных башмаков и якоря можно считать поверхностями равного магнитного потенциала, так как проницаемость стали достигает значительных величин.

Ввиду условий симметрии средняя линия между двумя полюсами, проходящая через нейтральную зону, имеет тот же потенциал, что и якорь. Разделим воздушное пространство на единичные

трубки и вычислим разность магнитных потенциалов между поверхностями полюсных башмаков и якоря по выражению (189):

$$M_L = \frac{\Phi}{\mu_0 m l_i}. \quad (190)$$

Вычерчивание картины поля целесообразнее начать с середины полюса, где средняя линия является одновременно стороной первого квадрата; вычерчивание квадратов продолжают в сторону полюсного окна. Из-за сложной формы воздушного пространства эти квадраты отличаются более или менее от геометрических.

При вычерчивании квадратов необходимо учитывать следующие обстоятельства: средняя длина и средняя ширина квадрата должны быть равны; углы квадратов должны быть прямыми. Когда картина поля под полюсом вычерчена, можно продолжить ее в зону полюсного окна, чтобы определить поле рассеяния. Вычерчивание поля в полюсном окне связано с определенными трудностями, так как здесь расположена обмотка и поле в этой области уже нельзя

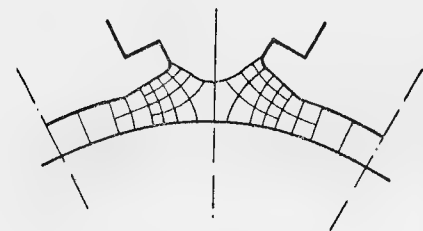


Рис. 83. Картина поля в зазоре.

считать безвихревым. Принципиально можно вычертить и вихревое поле, но этого обычно не делают из-за дополнительных трудностей.

В практических расчетах поле в полюсном окне принимают безвихревым, а обмотку с током заменяют прямой или точкой. Проще всего заменить обмотку точкой, тогда в ней должны пересечься все линии равного потенциала. Оценим приближенно положение этой точки, которую назовем осью обмотки. Если бы обмотка была расположена в такой части пространства, где в непосредственной близости от нее нет ферромагнитных масс, то ось обмотки (в двумерном пространстве — точка) была бы расположена в центре тяжести поперечного сечения. При наличии вблизи ферромагнитных масс ось обмотки сдвигается в сторону этих масс. Чем больше их поверхность и чем ближе они расположены к обмотке, тем больше сдвиг оси в этом направлении.

Учитывая наличие ферромагнитных масс в зоне полюсного окна, можно ожидать, что ось обмотки будет расположена так, как показано на рис. 84. От сердечника полюса она находится на расстоянии $1/4$ — $1/5$ ширины катушки, от ярма — на $1/2$ — $1/3$ высоты катушки. Точное определение оси обмотки практически едва ли необходимо, так как ее положение не оказывает влияния на характер поля в зазоре, а влияние на поле рассеяния очень мало.

При замене сечения катушки эквивалентной прямой эту прямую располагают на сердечнике полюса (рис. 85). Если принять, что магнитная проницаемость стали равна бесконечности, то по-

верхности якоря, ярма, а также средняя линия нейтральной зоны с добавочным полюсом (при его наличии) будут иметь нулевой потенциал. В начале эквивалентного отрезка, заменяющего сечение катушки, потенциал увеличивается. Если катушка прямоугольного сечения, то он возрастает линейно. В конце эквивалентного отрезка и на поверхности полюсных башмаков потенциал достигает величины $\pm V$, где V — полная намагничивающая сила катушки; нетрудно установить характер возрастания потенциала и в том случае, если сечение катушки не прямоугольное. Линии уровня, разделяющие зону на n равных частей, оканчиваются на

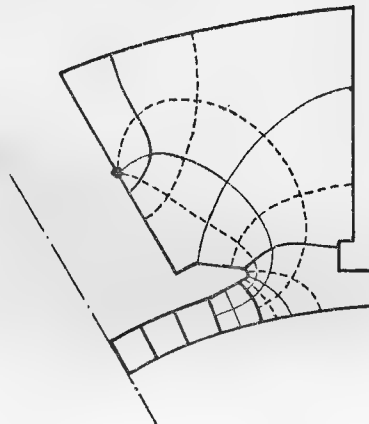


Рис. 84. Картина поля при замене обмотки эквивалентной точкой.

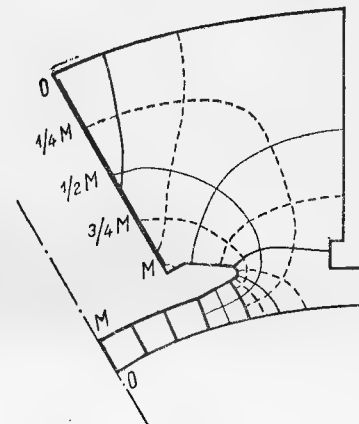


Рис. 85. Картина поля при замене обмотки эквивалентной прямой.

эквивалентной прямой и разделяют ее также на n равных частей. Исходя из этого, можно начертить картину поля в пространстве между полюсами. В то время, как в безвихревом поле магнитные силовые линии направлены к стали под углом 90° (например, к поверхностям якоря, полюсных наконечников добавочного полюса или ярма), для вихревого поля (например, для сердечника с обмоткой) дело обстоит иначе; здесь этот угол определяется из уравнения (184а):

$$\operatorname{tg} \alpha' = \operatorname{tg} \alpha \left(\frac{1}{\mu_r} \mp \frac{0,4\pi A}{B_t} \right) = \frac{\operatorname{tg} \alpha}{\mu_r} \mp \frac{\mu_0 A}{B_n}. \quad (191a)$$

В большинстве случаев $\operatorname{tg} \alpha' \ll \mu_r$, поэтому

$$\operatorname{tg} \alpha' \approx \frac{\mu_0 A}{B_n}. \quad (191б)$$

Нормальная составляющая B_n в стали равна нормальной составляющей B_n в воздухе; последняя, как увидим ниже, может быть определена из картины поля.

Если картина поля начерчена, то, используя выражение (190), по числу единичных трубок можно вычислить основной поток,

входящий в якорь, и поток рассеяния, направленный к соседнему полюсу. Из картины поля можно также получить распределение индукции в воздушном пространстве. Поток каждой единичной трубки равен $\Phi' = \mu_0 V$ (размер перпендикулярно плоскости чертежа принят равным единице); средняя индукция в трубке $B_m' = \mu_0 V / \delta_m = \mu_0 V / \alpha_m$, где δ_m — средняя длина и α_m — средняя ширина единичной трубки. Таким способом получают распределение индукции, оно дается в виде ряда точек соответственно числу единичных трубок. Более точное распределение получается путем подразделения единичных трубок на дробное число частей ($1/2, 1/4, 1/8$ и т. д.). Но при очень мелком подразделении нарисовать картину поля становится затруднительным. Наиболее важным является распределение нормальной составляющей индукции в зазоре на поверхности якоря. При ее вычислении должна быть использована ширина трубок α_n на внешней поверхности якоря. У машин с внутренним якорем под серединой полюса $\alpha_n < \alpha_m$ и вблизи нейтральной зоны $\alpha_n > \alpha_m$. У машин с наружным якорем $\alpha_n > \alpha_m$.

Наибольшее значение нормальной составляющей индукции в воздушном зазоре, которая обозначается B_L , находится под серединой полюса:

$$B_L = \frac{\mu_0 M_L}{\delta_0}, \quad (192)$$

где δ_0 — зазор под серединой полюса.

С учетом кривизны якоря ширина трубки на его поверхности

$$\alpha_n = \alpha_0 \frac{D \pm \delta_0}{D} = \delta_0 \frac{D \pm \delta_0}{D}, \quad (193)$$

причем знак плюс соответствует машине с внутренним и минус — с внешним якорем.

Максимальная величина индукции в зазоре на поверхности полюса, которую называют часто и н д у к ц и е й в в о з д у ш н о м з а з о р е, равна

$$B_L = \frac{\mu_0 M_L}{\delta_0} \cdot \frac{D \pm \delta_0}{D} \approx \frac{\mu_0 M_L}{\delta_0}. \quad (194)$$

Если развернуть окружность якоря и нанести над полученной прямой величину нормальной составляющей индукции, то получим кривую распределения поля. Примеры таких кривых показаны на рис. 89 и 91.

В машинах постоянного тока часто применяется понятие идеальной полюсной дуги. Под этим понимается такая ширина b_i полюса, которой соответствует полный поток Φ при неизменной индукции B_L :

$$\Phi = B_L b_i l_i. \quad (195)$$

Для нахождения идеальной полюсной дуги не требуется определять кривую поля. Для этого достаточно только найти число m

единичных трубок, которые входят в якорь из полюса. Тогда идеальная полюсная дуга

$$b_i = m \delta_0 \frac{D}{D \pm \delta_0} \approx m \delta_0. \quad (196)$$

У современных машин постоянного тока с добавочными полюсами α_i составляет примерно 0,6—0,7 полюсного деления.

У синхронных машин полюсным наконечникам придают такую форму, чтобы кривая поля была по возможности ближе к синусоиде, так как при этом достигается лучшее использование машины и снижается величина добавочных потерь.

Уравнение для формы полюсного наконечника для случая $\mu_r = \infty$ выведено Рихтером (Richter), исходя из уравнений поля (264а, б). Однако для практических целей эти уравнения нельзя использовать, так как при их выводе не было принято во внимание пространство, занятое обмоткой, а также не учитывалось сильное увеличение рассеяния. Ширина полюсного наконечника в большинстве случаев составляет 0,6—0,8 полюсного деления. В пределах полюсной дуги b_p приближенно можно учитывать лишь радиальное распределение магнитных силовых линий; тогда для величины зазора вдоль полюсной дуги получается достаточно простое выражение

$$\delta_x = \frac{\delta_0}{\cos \pi x / \tau}. \quad (197)$$

Из этого уравнения следует, что магнитная проводимость зазора должна снижаться по закону косинуса по мере удаления от середины полюса к его краям. Таким путем достигается синусоидальное распределение поля в зоне полюсной дуги. Однако в полюсном окне имеет место провал в кривой поля. Благодаря этому провалу основная гармоническая поля B_1 становится меньше, чем индукция B_L под серединой полюса. Практически эта разница между ними мала; ее мы определим ниже.

Учитывая технологические трудности, возникающие при изготовлении полюсных наконечников сложной формы, часто используют наконечники более простой формы (рис. 86). У малых машин иногда применяются наконечники с постоянным зазором под всей

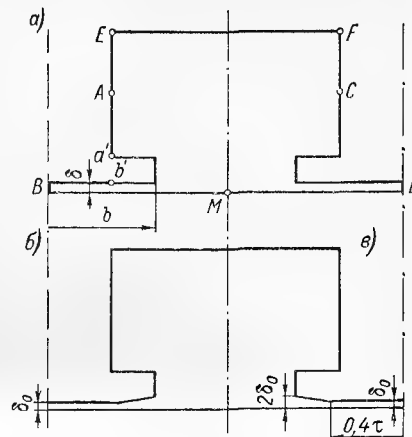


Рис. 86. Различные формы полюсных наконечников у синхронных машин: а — постоянный зазор (указаны также точки подвода тока); б — зазор обеспечивает синусоидальное поле (соответственно уравнению (197)); в — зазор обеспечивает трапециoidalное поле.

полюсной дугой ($\delta_0 = \text{const}$). Наконечники крупных машин очень часто имеют так называемую трапециевидальную форму: на отрезке примерно $0,4\tau$ под серединой полюса зазор остается постоянным, а далее, по краям наконечника, зазор возрастает линейно до величины $2\delta_0$. Полюсный наконечник, наружная поверхность которого описана по радиусу, образует зазор, приближенно вычисляемый по (197). Определим этот радиус полюсного наконечника, который более или менее полно удовлетворяет (197).

На рис. 87 изображена часть расточки статора радиусом R и одна половина поверхности полюсного наконечника радиусом R_p . Под серединой полюса зазор равен δ_0 , а под краем $\delta_0/\cos \alpha/2$, где $\alpha = b_p/\tau$ — относительная ширина полюсного наконечника. Из рис. 87 можно получить следующие соотношения:

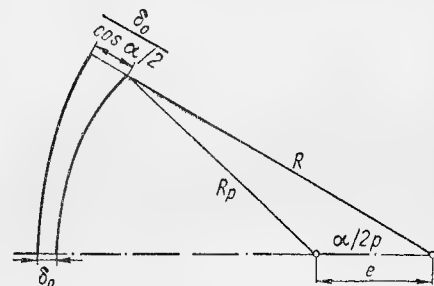


Рис. 87. Определение радиуса полюсного наконечника.

$$\delta_0/\cos \alpha/2 = R - \sqrt{R_p^2 - e^2 \sin^2 \alpha/2p} - e \cos \alpha/2p; \quad (198)$$

$$e = R - R_p - \delta_0. \quad (199)$$

Решим эти уравнения относительно R_p . Пренебрегая малыми по величине слагаемыми, получаем:

$$R_p \approx \frac{1 - \frac{\delta_0}{R} \left(1 + \frac{1}{\cos \alpha/2}\right)}{1 - \frac{\delta_0}{R} \cdot \frac{\cos \alpha/2 - \cos \alpha/2p}{(1 - \cos \alpha/2p) \cos \alpha/2}} R. \quad (200a)$$

При $p \geq 2$ можно принять $\cos \alpha/2p \approx 1 - \alpha^2/8p^2$; тогда радиус полюсного наконечника

$$R_p \approx \frac{1 - \frac{\delta_0}{R} \left(1 + \frac{1}{\cos \alpha/2}\right)}{1 + \frac{\delta_0}{R} \cdot \frac{8p^2 (1 - \cos \alpha/2 - \alpha^2/8p^2)}{\alpha^2 \cos \alpha/2}} R. \quad (200б)$$

Этот радиус зависит от относительной ширины полюсного наконечника α . Следовательно, замена формы полюсного наконечника дугой окружности для получения синусоидального поля возможна, строго говоря, лишь для одной точки, а не для всего наконечника. Выберем такую точку вблизи края полюса; пусть угол $\alpha = 120^\circ$ (так как практически величина полюсного перекрытия $\alpha = 0,65 \div 0,7$).

Таблица 13

Отношение радиусов полюсных башмаков R_p к радиусу расточки статора R

p	R_p/R
2	0,90
3	0,81
4	0,72
6	0,54
8	0,40
12	0,22
20	0,16

В этом случае

$$R_p \approx \frac{1 - 3\delta_0/R}{1 + (1,83p^2 - 2)\delta_0/R} R. \quad (200в)$$

Уравнение (200в) справедливо при $p \geq 2$. Для $\delta_0/R = 0,0125$ в табл. 13 даны значения R_p/R в зависимости от числа пар полюсов p ; они рассчитаны по уравнению (200в).

Значительно труднее определить форму кривой поля и вычертить картину поля в случае, когда по обмотке якоря машины проходит ток. Обмотку якоря нельзя заменить эквивалентной точкой, как обмотку возбуждения; в простейшем случае она может быть заменена прямой.

При постоянном токе в обмотке якоря линейная нагрузка также постоянна и линии равного потенциала разделяют поверхность якоря на равные части, как это имело место для обмотки возбуждения полюса (см. рис. 85). Тогда поверхность полюса и та точка поверхности якоря, где линейная нагрузка максимальна, имеют нулевой потенциал. Наибольший потенциал имеет та точка на поверхности якоря, где линейная нагрузка изменяет свой знак.

Особый интерес представляет поле якоря синхронной машины. Как известно, различают продольное и поперечное поля якоря (соответственно продольной и поперечной осям машины).

На рис. 88, а и б изображены обе составляющие поля. Линии равного потенциала оканчиваются на поверхности якоря; однако они не разделяют поверхность якоря на равные части, так как линейная нагрузка вдоль поверхности якоря не постоянна, а распределена синусоидально или косинусоидально. Расстояния между точками на поверхности якоря, где оканчиваются линии равного потенциала, уменьшаются по мере удаления от середины полюса по закону косинуса (рис. 88, а). Для поперечного поля (рис. 88, б) расстояние между этими точками увеличивается по закону синуса. Поле под полюсным наконечником на рис. 88, а, б не показано, так как магнитные линии направлены здесь почти радиально.

Метод определения картины поля с помощью единичных трубок был применен Лейманом (Lehmann) и Рихтером (Richter). Он может быть использован для различных случаев. Его преимущество состоит в том, что он дает ясную, наглядную картину поля.

В книгах Рихтера имеются многочисленные примеры применения этого метода для электрических машин. Вместе с тем метод достаточно трудоемок и требует для вычерчивания картины поля определенных навыков. Как правило, этот метод не позволяет определить индукцию с большой точностью. Поэтому была предпринята попытка разработать иные методы.

Аналитические расчеты магнитного поля связаны с серьезными математическими трудностями. Вычисления получаются достаточно сложными даже в тех случаях, когда воздушное пространство ограничено простыми геометрическими поверхностями (или

линиями — в двумерной задаче), как, например, при расчете коэффициента Картера. При вычислении распределения поля под полюсом, расчете поля рассеяния и многих других важных практических задачах поверхности, ограничивающие воздушное пространство, имеют более или менее сложную форму. При этом приходится отказываться от аналитических методов расчета поля;

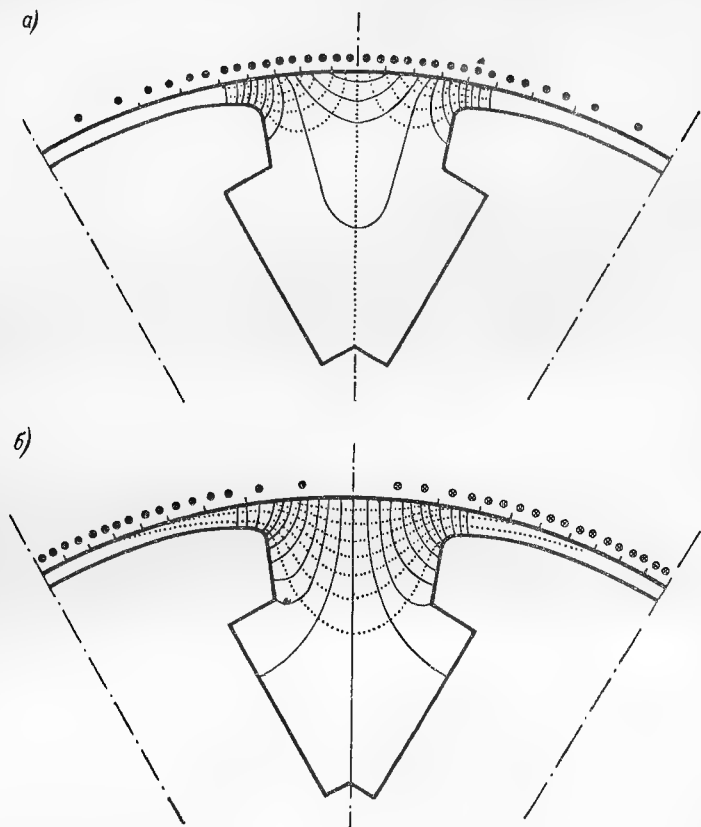


Рис. 88. Картина поля якоря: а — по продольной оси; б — по поперечной оси.

в противном случае должен быть введен целый ряд упрощений, которые в той или иной степени искажают результаты расчета.

Распределение магнитного потока в безвихревом поле подчиняется тому же закону, что и распределение электрического тока в проводящей пластине. Исходя из этого, часто пытались получить картину магнитного поля с помощью электрической модели. Первый такой опыт был описан Дугласом (Douglas) [70], затем ряд опытов был проведен Мюллером (Müllner) [71]. В практике этот метод не нашел широкого применения, хотя первые опыты

были широко известны. Вместе с тем это в какой-то мере несправедливо, так как метод крайне прост, не требует применения какого-либо сложного оборудования и дает хорошие результаты. Здесь показано, какие проблемы могут быть решены в электромашиностроении этим методом.

В качестве проводящей пластины автором была использована алюминиевая фольга толщиной около 0,01 мм, наклеенная на толстую бумагу [69]. Сначала применение фольги вызвало сомнения, так как фольга по толщине обычно неравномерна. Однако измерения неожиданно показали, что сопротивление фольги на единицу длины (1 см) было постоянным. После многочисленных измерений было установлено, что сопротивление одного квадратного сантиметра фольги равно $0,00257 \text{ ом} \pm 2\%$. Затем из бумаги была вырезана фигура исследуемого воздушного пространства. Питание происходило в таких точках, чтобы ток протекал вдоль линий равного потенциала. При таком питании электрическое сопротивление между двумя исследуемыми точками соответствует магнитной проводимости между ними. Поэтому можно рассчитывать магнитную проводимость исходя из измеренного электрического сопротивления и из известного удельного сопротивления фольги (для нашего случая $r_0 = 0,00257 \text{ ом}$). Если речь идет только о величинах в относительных единицах, например, об определении коэффициентов рассеяния, то можно измерять только сопротивления (при постоянном токе даже только напряжения).

Простейшим примером использования этого метода является определение поля в случае, когда размеры обмотки возбуждения достаточно малы и ее можно заменить двумя точками. Тогда ток можно подвести непосредственно к этим точкам. Если же размеры обмотки таковы, что замена ее точкой недостаточна, то ее можно заменить несколькими точками, причем подведенные токи должны быть пропорциональны намагничивающей силе, вызванной этими токами [71]. Это требует предварительного согласования величины токов с помощью последовательно включенных сопротивлений. Однако проведенные опыты показали, что эта корректировка во многих случаях не нужна; замена обмотки одной точкой дает практически достаточно точные результаты.

Для определения формы кривой поля под полюсом при холостом ходе машины точное положение точки питания не играет большой роли. Например, ток можно подвести к точке А (рис. 86). Точка питания В была образована дополнительной пластиной. Эта пластина должна иметь хороший контакт с фольгой. Чтобы исключить влияние переходного сопротивления, целесообразно сделать отрезки фольги под серединой полюса, которые соответствуют зазору машины, несколько длиннее и там укрепить эту пластину. Измерения же ведутся начиная с середины полюса.

Трудности, связанные с переходным сопротивлением, можно устранить и иначе: вырезать пространство с обеих сторон полюса;

но это требует двойного расхода фольги. Опыты показали, что можно получить хорошие результаты, вырезав лишь половину полюса, при условии, что контактная пластина смещена за его середину.

Как известно, форма поля под полюсом синхронной машины имеет большое значение. Для того чтобы получить кривую распределения поля по возможности ближе к синусоидальной, были предложены различные формы полюсов (см. рис. 86). Поскольку для измерения поперечной проводимости используют то же самое сечение, было вырезано полное полюсное окно, как это показано

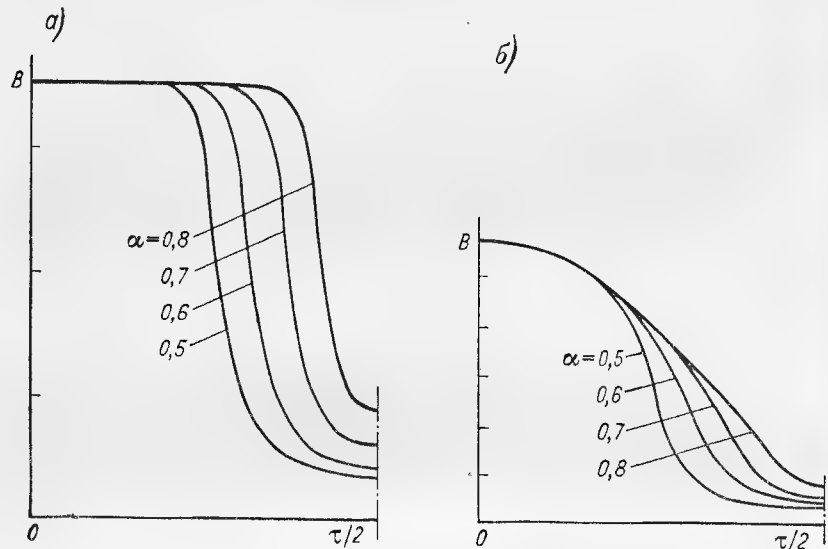


Рис. 89. Магнитная проводимость в продольном направлении: а — при постоянном зазоре; б — при изменении зазора соответственно уравнению (197).

на рис. 86. При определении формы кривой поля для режима холостого хода точки А и С, а также В и D, к которым подводился ток, были включены параллельно. Индукция была определена исходя из потока на 1 см длины. При измерении использовались два металлических щупа, укрепленных в одном держателе из изоляционного материала так, что расстояние между щупами в течение опыта сохранялось постоянным (около 10 мм). Этими щупами было измерено напряжение вдоль поверхности якоря, затем было вычислено сопротивление и нанесено в виде кривых. Это электрическое сопротивление соответствует магнитной проводимости основного потока. Измеренная индукция представляет собой среднее значение потока на отрезке длиной 1 см. Так как размеры модели были достаточно велики, то это среднее значение практически совпадает с действительным в данной точке.

Для указанных выше форм полюса результаты измерений приведены на рис. 89, а и б. Вдоль всего полюсного деления разность

магнитных потенциалов между поверхностями полюсного наколенника и якоря постоянна; поэтому кривые на рис. 89, а и б соответствуют распределению поля при холостом ходе. Путем разложения кривой поля на гармонические можно определить амплитуду основной гармонической B_1 и ее отношение к индукции B_L под серединой полюса $\beta = B_1/B_L$.

Чтобы получить общий полезный поток Φ , надо измерить электрическое сопротивление вдоль поверхности якоря от середины одного полюса до середины другого или же вычислить площадь, занимаемую кривой. Затем можно вычислить отношение общего потока к потоку Φ_1 первой гармонической: $\varphi = \Phi/\Phi_1$.

Величины β и φ приведены на рис. 90. Для форм полюса по рис. 86, а и б эти величины были подсчитаны по Рихтеру (Richter); они лишь незначительно отличаются от тех значений, которые были получены нами с помощью электрических моделей.

Если подвести ток для питания модели к точкам В и D (рис. 86, а), то можно измерить проводимости по поперечной оси; результаты измерений приведены на рис. 91, а и б. Используя эти величины, можно рассчитать кривую распределения поперечной составляющей потока реакции якоря. Для этого нужно умножить

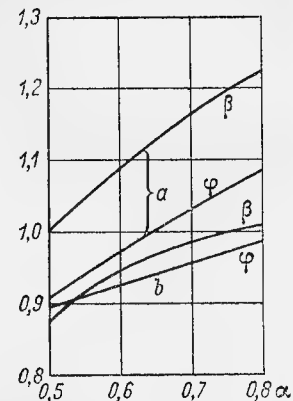


Рис. 90. Зависимость коэффициентов $\beta = B_1/B_L$ и $\varphi = \frac{\Phi}{\Phi_1}$ от α : а — $\delta = 0,025\tau = \text{const}$; б — $\delta_0 = 0,0155\tau$.

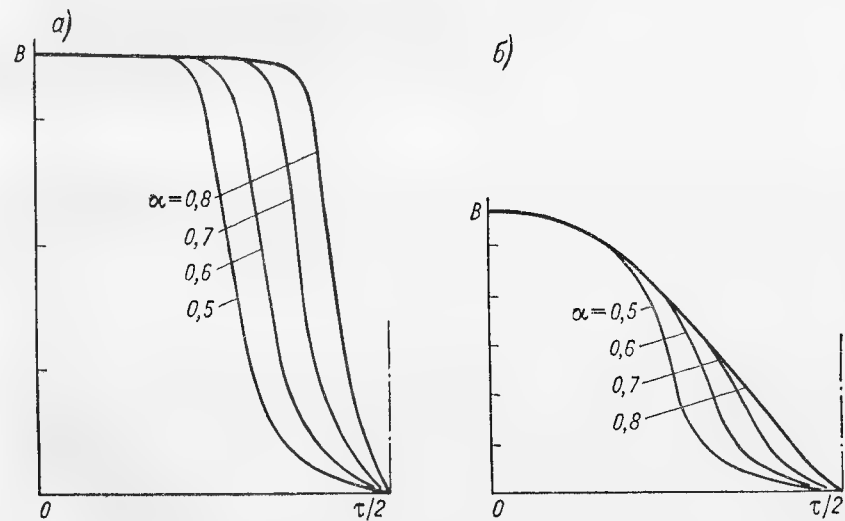


Рис. 91. Магнитная проводимость в поперечном направлении (геометрические размеры полюса те же, что и для рис. 89).

значения проводимостей (рис. 91, *a* и *б*) на соответствующие значения из кривой распределения намагничивающей силы поперечного поля. Кривая распределения намагничивающей силы поперечного поля вдоль поверхности якоря является синусоидой с максимумом на поперечной оси, в середине между полюсами. Первая гармоническая поля реакции якоря по поперечной оси B_{q1} определяется путем разложения в ряд полученной кривой индукции; затем можно рассчитать коэффициент формы поля по поперечной оси:

$$k_q = \frac{B_{q1}}{B_1} = \frac{B_{q1}}{\beta B_L}.$$

Для определения продольного поля нужно сначала найти магнитную проводимость в продольном направлении. Точки питания должны быть расположены на нейтрали (в полюсном окне). Без большой ошибки можно заменить точку питания посредством всей нейтральной линии. Тогда получаем ту же самую проводимость, что и по поперечной оси. Чтобы рассчитать магнитный поток по продольной оси, нужно умножить значения проводимостей (рис. 91, *a*, *б*) на соответствующие значения из кривой распределения намагничивающей силы продольного поля. Последняя является синусоидой с максимумом на продольной оси, под серединой полюса.

Действительная проводимость для продольного потока отличается от проводимости для поперечного потока лишь вблизи нейтральной линии в середине между полюсами; здесь проводимость для продольного потока несколько выше, чем для поперечного. Однако индукции здесь настолько малы, что наше предположение полностью справедливо для обоих потоков. Первая гармоническая потока по продольной оси B_{d1} определяется путем разложения в ряд полученной кривой; затем можно рассчитать коэффициент формы поля $k_d = B_{d1}/\beta B_L$.

Коэффициенты k_d и k_q играют большую роль при расчете синхронных машин. Многие авторы определяли их различными методами. Некоторые авторы исходили из упрощенной картины распределения поля и получали аналитические выражения для этих коэффициентов. Степень совпадения коэффициентов, рассчитанных по этим формулам, с действительными в значительной мере зависит от идеализации формы кривой поля, и в общем совпадение не достаточно удовлетворительно. Лучшие результаты дает метод вычерчивания картины поля с помощью единичных трубок, как это делается по Рихтеру (Richter). Результаты, полученные этим методом и на электрических моделях, очень хорошо совпадают между собой, как показано на рис. 92.

Применение моделей особенно плодотворно в тех случаях, где необходимо построение нескольких картин поля для исследования какой-либо сложной физической задачи. Это необходимо, например, при расчете высокочастотных машин. Попе-

речный разрез такой машины в пределах одного зубцового деления ротора представлен на рис. 93. В первую очередь здесь ищут изменение во времени потока в зубце статора. Вырежем несколько моделей для различных взаимных положений зубцов ротора и статора, как это имеет место в машине при вращении ротора. Затем подведем ток к точкам *A* и *B* и будем измерять сопротивление между точками *A* и *B*, а также сопротивление R_{CD} между центральными точками в пазу обмотки статора *C* и *D*.

Вообще необязательно очень точно определять положение точек *C* и *D*, так как поток по продольной оси в пазах обмотки ста-

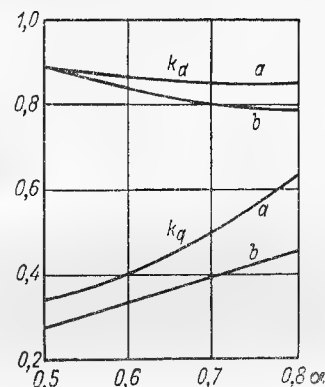


Рис. 92. Коэффициенты k_d и k_q для полюсов по рис. 86.

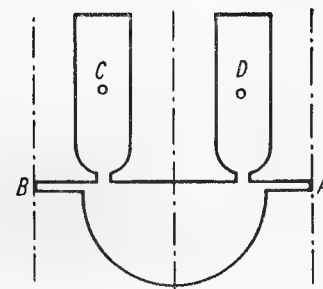


Рис. 93. Моделирование поля в зазоре одноименнополюсной индукторной машины.

тора невелик. Зависимость обоих сопротивлений от взаимного положения зубцов ротора и статора (т. е. от времени) изображена на рис. 94. Сопротивление R_{CD} соответствует потоку через зубец статора (для одного зубца), а сопротивление R_{AB} — потоку через зубец ротора.

Для вычисления напряжения, индуцируемого в обмотке переменного тока, надо разложить поток зубца статора на гармонические. Далее, если мы хотим установить зависимость между потоком, индукцией в зазоре и размером зазора, то надо найти распределение индукции вдоль зубцового деления ротора для одного положения ротора относительно статора. Лучше всего выбрать положение, когда зубец ротора расположен точно против зубца статора.

На рис. 95 эта кривая индукции представлена как сопротивление между двумя щупами, расстояние между которыми 1 см. По этой кривой можем проконтролировать ширину воздушного зазора модели, разделив удельное сопротивление фольги (сопротивление 1 см² $r_0 = 0,00257$ ом) на наибольшее значение из кривой рис. 94. Тогда получим $\delta = 0,00257/0,095 = 0,27$ см, что соответствует при масштабе 2 : 1 воздушному зазору 1,35 мм.

Если зазор проверен таким образом или же можно с достаточной достоверностью считать, что при изготовлении модели размер

зазора был выдержан, то для такого взаимного положения ротора и статора можно рассчитать индукцию под серединой зубца. Поток статора $\Phi_s = \delta B_L R_{CD}/r_0$, полюсное перекрытие (отношение идеальной ширины зубца к зубцовому делению) $\alpha = b_i/\tau_{z1} = \delta R_{CD}/r_0 \tau_{z1}$. В нашем примере $\alpha = 0,135 \cdot 0,0335/0,00257 \cdot 2,34 = 0,75$.

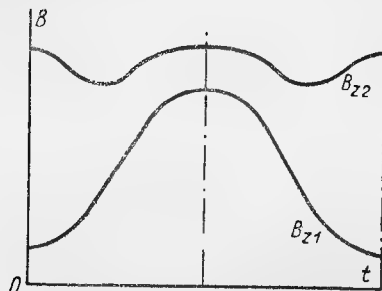


Рис. 94. Изменение во времени потока в зубцах статора и ротора одноименнополюсной индукторной машины.

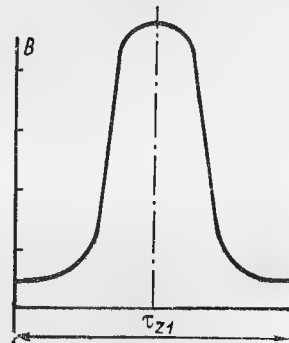


Рис. 95. Распределение поля в зазоре в зоне зубца статора одноименнополюсной индукторной машины (зубцы статора против зубцов ротора).

Используя величину полюсного перекрытия и индукцию B_L , можно подсчитать поток статора для этого положения ротора. Для других положений поток через зубцы статора и зубцы ротора можно пересчитать по кривым на рис. 94.

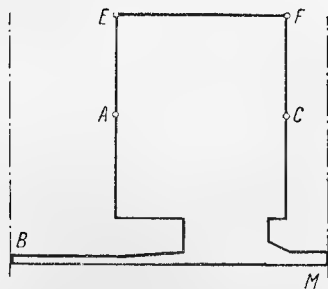


Рис. 96. Моделирование поля в зазоре машины постоянного тока.

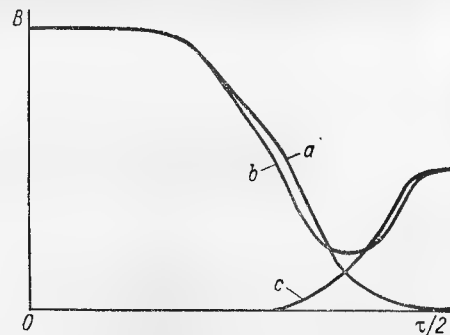


Рис. 97. Магнитная проводимость машины постоянного тока: *a* — по продольной оси; *b* — по поперечной оси без добавочных полюсов; *c* — по поперечной оси только для добавочных полюсов.

Ряд явлений в машинах постоянного тока также может быть исследован этим методом. На рис. 96 представлена в сечении машина постоянного тока. Для нахождения формы кривой основного потока ток был подведен к точкам *A* и *B*, а индукция была изме-

рена в виде сопротивления между двумя щупами, с постоянным расстоянием между ними. В проведенных исследованиях это расстояние было равно примерно 10 мм, размер модели в масштабе 4:1.

Измеренное сопротивление нанесено на рис. 97 (кривая *a*); рисунок соответствует полюсному делению. Кривая представляет распределение индукции главного потока. Отношение идеальной ширины полюса к полюсному делению $\alpha = b_i/\tau$ можно определить по площади этой кривой (в нашем случае $\alpha = 0,582$). Если же надо определить только величину α , то всю работу можно значительно упростить; для этого надо измерить лишь сопротивление R_{BM} между точками *B* и *M*. Далее надо вычислить сопротивление ленты $R'_{BM} = r_0 \tau/\delta$ шириной, равной величине зазора δ , и длиной, равной полюсному делению $\tau/2$ (в нашем случае $R'_{BM} = 0,00257 \times \times 36/2 = 0,0462$ ом).

Если хотят исключить возможные ошибки при определении удельного сопротивления, то после проведения опыта можно вырезать из того же сечения ленту круговой формы шириной δ , длиной $\tau/2$ и непосредственно измерить сопротивление R'_{BM} (в рассматриваемом случае оно было 0,0465 ом). Тогда искомое отношение $\alpha = R_{BM}/R'_{BM}$ (в рассматриваемом случае $\alpha = 0,0270/0,0462 = 0,582$). Экспериментально можно легко учесть также и влияние пазов. Для этого была вырезана сначала модель с пазами (между точками *BM* было измерено сопротивление $R'_{BM} = 0,0228$ ом); после этого пазы были срезаны и снова было измерено сопротивление между этими же точками *BM* ($R_{BM} = 0,0539$ ом). Коэффициент Картера, учитывающий уменьшение потока или фиктивное увеличение зазора $k_c = 0,0270/0,0228 = 1,18$. Этот коэффициент учитывает изменение зазора под полюсом вдоль всего полюсного деления и является результирующим. Коэффициент Картера для участка с одним и тем же зазором (т. е. под серединой полюса) должен быть несколько выше.

Результаты соответствующих измерений на модели с добавочными полюсами между точками *C* и *M* представлены в виде кривой *c*. Для того чтобы найти распределение индукции под добавочным полюсом, рассмотрим поле реакции якоря и поле добавочного полюса отдельно. При этом следует обратить внимание на то, что приближенно кривая распределения намагничивающей силы реакции якоря представляет собой треугольник, а намагничивающая сила добавочного полюса распределена под ним равномерно.

С помощью описанных электрических моделей можно исследовать поле рассеяния. Подробнее этот вопрос рассмотрен в § 5 тринадцатой главы.

б) Разложение кривых поля на гармонические

Кривые поля электрических машин обычно содержат высшие гармонические. Для создания вращающего момента основную роль играет только первая гармоническая; электрические потери

в машине обусловлены как первой, так и высшими гармоническими. Поэтому измеренные или рассчитанные кривые поля должны быть разложены на отдельные гармонические.

Разложение периодических функций в ряд с синусоидальными или косинусоидальными членами было впервые проведено Фурье. Поэтому такой ряд называют *рядом Фурье*. В общем случае ряд Фурье записывается так:

$$f(x) = f_0 + f_1 \sin x + f_2 \sin 2x + \dots \quad (201)$$

Величина постоянной составляющей f_0 вычисляется путем определения площади кривой за один период. Значения коэффициентов $f_1, f_2, \dots, f_v$ вычисляются из кривой после вычитания постоянной составляющей f_0 , иначе говоря, берут кривые, положительные и отрицательные площади которых относительно оси абсцисс равны. Так как фаза отдельных гармонических первоначально еще не известна, то вычисляются амплитуды гармонических по двум осям, сдвинутым относительно друг друга на 90° , т. е. определяются составляющие A'_v и A''_v ; тогда амплитуда

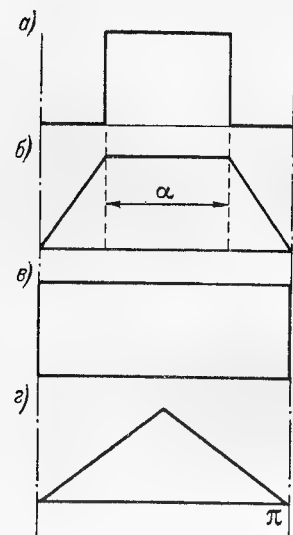


Рис. 98. Формы поля в зазоре.

Сдвиг во времени или в пространстве на 360° здесь соответствует периоду кривой. Составляющие A'_v и A''_v рассчитываются из кривой $\varphi(x) = f(x) - f_0$ с помощью уравнений:

$$A_v = A'_v + jA''_v. \quad (202)$$

$$A'_v = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \varphi(x) \sin vx dx; \quad (203a)$$

$$A''_v = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \varphi(x) \cos vx dx. \quad (203b)$$

Эти уравнения справедливы, когда $\varphi(x)$ задана аналитической функцией, удовлетворяющей условиям Дирихле. Такие случаи показаны на рис. 98. Здесь постоянная составляющая f_0 отсутствует; кроме того, исходя из симметрии кривых, каждую из них следует проинтегрировать лишь в пределах от $x = 0$ до $x = \pi/2$ ($A''_v = 0$); тогда получаем:

$$A_v = \frac{4}{v\pi} B \cos vx; \quad (204a)$$

$$A_v = \frac{4}{v^2\pi} B \sin vx; \quad (204b)$$

$$A_v = \frac{4}{v\pi} B; \quad (204в)$$

$$A_v = \frac{8}{v^2\pi^2} B \sin v\pi/2. \quad (204г)$$

Кривые на рис. 98 разлагаются в ряд, состоящий только из нечетных гармоник. Эти кривые симметричны относительно оси $x = \pi$, т. е. положительная и отрицательная части кривой являются зеркальным отображением. Если это условие не выполняется, то ряд содержит еще и четные гармоники. Обычно при разложении кривой поля такие случаи встречаются довольно редко. Если сравнить кривые на рис. 98, б и г, то можно заметить, что знаки гармонических, например третьей, различны. Поэтому можно найти такую трапециевидальную кривую, у которой та или иная гармоническая равна нулю. Так, третья гармоническая равна нулю при $\alpha = \pi/3$.

Для разложения в ряд Фурье периодической кривой произвольной формы было предложено несколько графических методов [56]. Мы рассмотрим лишь один из них; он очень удобен для практических расчетов. Этот метод пригоден для кривых с $v = 1; 3; 5; 7; 9$ и 11 , т. е. для зеркальных симметричных кривых. Так как кривые в общем случае содержат гармонические порядка выше одиннадцатого, то этот метод является приближенным. Наибольшая ошибка имеет место для гармонических высшего порядка: для $v = 9$ и $v = 11$; для гармонических же более низкого порядка ошибка меньше. На практике гармонические высшего порядка ($v > 9$) большей частью весьма малы, так что метод дает вполне приемлемые результаты.

Разделим абсциссы кривой (рис. 99) на 12 частей и обозначим ее ординаты y_1, y_2 и т. д. Вычислим суммы вида $s_1 = y_1 + y_{11}$ и т. д. (см. табл. 14) и разности вида $d_1 = y_5 - y_7$ и т. д. друг под другом расположенных значений y_1 и y_{11} и т. д. Эти суммы или разности сведены в табл. 15. Умножим их на соответствующие значения синуса и вычислим затем суммы чисел в вертикальных колонках. Эти суммы равны шестикратным значениям амплитуды соответствующей гармонической (см. табл. 15).

Рассмотрим разложение в ряд кривых продольной и поперечной составляющих поля реакции якоря синхронной машины с явно выраженными полюсами. Проводимость для обоих полей показана на рис. 91, а и б. Аналитически она может быть представлена в виде суммы постоянной составляющей Λ_0 и ряда гармонических Λ_v четного порядка:

$$\Lambda(x) = \Lambda_0 + \Lambda_2 \cos 2x + \Lambda_4 \cos 4x + \dots \quad (205)$$

Если начало координат $x = 0$ совместить с нейтральной линией между полюсами, то распределение индукции продольной составляющей поля выражается уравнением

$$B_d(x) = M_0 \Lambda(x) \sin \pi x, \quad (206a)$$

а поперечной составляющей поля —

$$B_q(x) = M_0 \Lambda(x) \cos \pi x, \quad (206b)$$

где M_0 — максимальная намагничивающая сила.

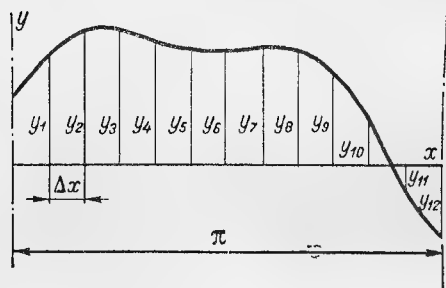


Рис. 99. Разложение периодической функции в ряд Фурье численным методом.

Таблица 14

Разложение кривой в ряд Фурье (рис. 99)

Ординаты	y_1	y_2	y_3	y_4	y_5	y_6	y_{12}	y_{11}	y_{10}	y_9	y_8	y_7
Сумма	s_1	s_2	s_3	s_4	s_5	s_6						
Разность	d_6	d_5	d_4	d_3	d_2	d_1						

Таблица 15

Разложение кривой в ряд Фурье (рис. 99)

	1	3	5	7	9	11
$\sin 15^\circ = 0,259 \times$ $\sin 30^\circ = 0,500 \times$ $\sin 45^\circ = 0,707 \times$ $\sin 60^\circ = 0,867 \times$ $\sin 75^\circ = 0,966 \times$ $\sin 90^\circ = 1,000 \times$	s_1 s_2 s_3 s_4 s_5 s_6	$s_1 + s_3 - s_5$	$\begin{Bmatrix} s_5 & -s_5 \\ s_2 & -s_2 \\ -s_3 & -s_3 \\ -s_4 & s_4 \\ s_1 & s_1 \\ s_6 & -s_6 \end{Bmatrix}$	$s_1 + s_3 - s_5$	$s_6 - s_2$	$\begin{Bmatrix} s_1 \\ -s_2 \\ s_3 \\ -s_4 \\ s_5 \\ -s_6 \end{Bmatrix}$
Для s	$6A'_1$	$6A'_3$	$6A'_5$	$6A'_7$	$6A'_9$	$6A'_{11}$
Для d	$6A''_1$	$-6A''_3$	$6A''_5$	$-6A''_7$	$6A''_9$	$-6A''_{11}$

Амплитуды гармонических вычисляются из уравнений (203а и б). Первые гармонические ($v = 1$) равны:

$$B_{1d} = M_0 \left(\Lambda_0 - \frac{1}{2} \Lambda_2 \right); \quad (207a)$$

$$B_{1q} = M_0 \left(\Lambda_0 + \frac{1}{2} \Lambda_2 \right), \quad (207b)$$

а гармонические v -го порядка

$$B_{vd} = \frac{M_0}{d} (\Lambda_{v-1} - \Lambda_{v+1}); \quad (208a)$$

$$B_{vq} = \frac{M_0}{2} (\Lambda_{v-1} + \Lambda_{v+1}). \quad (208b)$$

Для гармонических третьего порядка ($v = 3$) имеем:

$$B_{3d} = \frac{M_0}{2} (\Lambda_2 - \Lambda_4); \quad (209a)$$

$$B_{3q} = \frac{M_0}{2} (\Lambda_2 + \Lambda_4). \quad (209b)$$

Если, например, $\Lambda_0 = 0,6 \Lambda_{\max}$, $\Lambda_2 = -0,4 \Lambda_{\max}$, и $\Lambda_4 = -0,1 \Lambda_{\max}$, то $B_{1d} = 0,8 M_0 \Lambda_{\max}$, $B_{1q} = 0,4 M_0 \Lambda_{\max}$, $B_{3d} = -0,15 M_0 \Lambda_{\max}$ и $B_{3q} = -0,25 M_0 \Lambda_{\max}$. Кривая поля на рис. 98 соответствует форме полюсного наконечника с постоянным зазором, если пренебречь полем в полюсном окне. Проводимость в зазоре под полюсным наконечником, т. е. вдоль участка $\alpha\tau$, здесь постоянна и равна $\Lambda_{\max}$; на остальной части полюсного деления $(1 - \alpha)\tau$ проводимость равна нулю. Разложение в ряд таких кривых дает следующие значения амплитуд гармонических:

$$\Lambda_0 = \alpha \Lambda_{\max}, \quad (210a)$$

$$\Lambda_v = \frac{4 \Lambda_{\max}}{v \pi} [\alpha \sin v \pi / 2 - \sin (1 - \alpha) v \pi / 2] \quad (210b)$$

или

$$\Lambda_2 = -\frac{2 \Lambda_{\max}}{\pi} \sin \alpha \pi; \quad (210b)$$

$$\Lambda_4 = -\frac{\Lambda_{\max}}{\pi} \sin \alpha \pi. \quad (210g)$$

Используя их, получаем:

$$B_{1d} = \left(\alpha + \frac{\sin \alpha \pi}{\pi} \right) B; \quad (211a)$$

$$B_{1q} = \left(\alpha - \frac{\sin \alpha \pi}{\pi} \right) B. \quad (211b)$$

Если отнести эти величины к первой гармонической поля ротора, которая вычисляется по (204а), то получим коэффициенты формы поля:

$$k_d = \frac{\alpha \pi + \sin \alpha \pi}{4 \sin \frac{\alpha \pi}{2}}; \quad (212a)$$

$$k_q = \frac{\alpha \pi - \sin \alpha \pi}{4 \sin \frac{\alpha \pi}{2}}. \quad (212b)$$

Рассмотренный метод определения гармонических пригоден в случае, если кривые проводимости не заданы какими-либо простыми математическими выражениями и должен быть проведен лишь их анализ. Если не учитывать насыщения, то разложение кривых проводимости достаточно провести только один раз.

в) Влияние пазов на поле в зазоре машины

В электрической машине пазы имеют значительное влияние на форму поля в зазоре. В ряде случаев они могут существенно исказить основной поток. Влияние пазов проявляется двояко: во-первых, магнитная проводимость воздушного зазора зависит от раскрытия пазов — проводимость против паза уменьшается; во-вторых, кривые намагничивающей силы, а также поля изменяются благодаря расположению обмотки в пазах более или менее скачкообразно. Оба явления практически не связаны друг с другом; поэтому рассмотрим их отдельно.

г) Влияние пазового раскрытия

Под открытой частью паза индукция меньше, чем под зубцом, так как под этой частью паза меньше магнитная проводимость. Типичное распределение индукции вдоль пазового деления представлено на рис. 100. Оно может быть получено либо экспериментально, с помощью электрических моделей [69], либо аналитически, методом конформных отображений. Аналитическое решение очень трудоемко и требует введения ряда упрощений. Они мало влияют на результаты расчета, так что едва ли можно установить существенную разницу между результатами, полученными экспериментально или аналитически.

Расчет, результаты которого приведены здесь, выполнен для развернутых на плоскости пазов с бесконечной глубиной и параллельными стенками. Ход нормальной составляющей индукции на поверхности полюсного башмака, т. е. на противоположной беспазовой части машины, представлен на рис. 100. Кривая индукции под пазом практически может быть заменена косинусоидой с амплитудой B_0 и длиной волны S' . Амплитуда вычисляется из соотношения

$$\beta = \frac{B_0}{B_{\max}} = \frac{B_{\max} - B_{\min}}{2B_{\max}}, \quad (213)$$

где

$$\beta = \frac{1 + u^2 - 2u}{2(1 + u^2)}; \quad (214)$$

$$u = \frac{S}{2\delta} + \sqrt{1 + \left(\frac{S}{2\delta}\right)^2}. \quad (215)$$

Численные значения β в зависимости от отношения пазового раскрытия к зазору даны в табл. 16 и на рис. 101. Длина волны S' выражается в относительных единицах посредством величины

$$\sigma = S'/S = \gamma\delta/\beta S; \quad (216)$$

ее значения также даны в табл. 16 и на рис. 101.

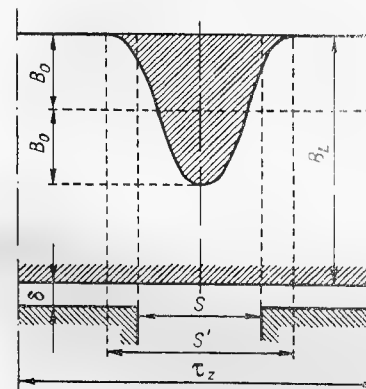


Рис. 100. Распределение индукции вдоль гладкой поверхности под пазом (или вентиляционным каналом).

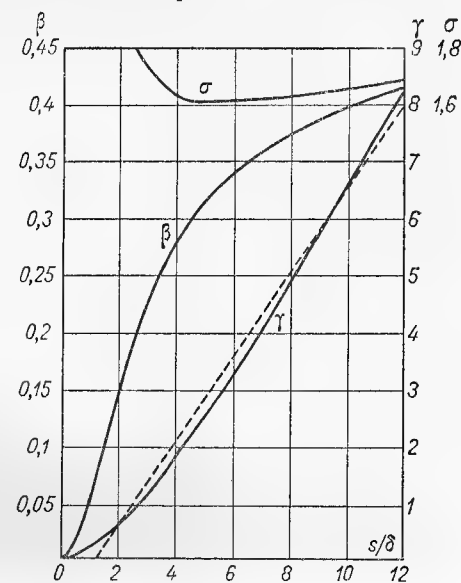


Рис. 101. Зависимости β , σ , $\gamma = f(S/\delta)$.

Если требуется вычислить S' , то для этого следует сначала найти β и γ ; β определяется из уравнения (214), а γ может быть вычислено из соотношения

$$\gamma = \beta \frac{S'}{\delta} = \frac{4}{\pi} \left[\frac{S}{2\delta} \operatorname{arctg} \frac{S}{2\delta} - \ln \sqrt{1 + \left(\frac{S}{2\delta}\right)^2} \right]. \quad (217a)$$

Таблица 16
Численные значения β , σ и γ [25]

S/δ	β	σ	γ
0	0	—	0
0,5	0,0149	5,289	0,0349
1,0	0,0528	2,900	0,1531
1,5	0,1000	2,208	0,3312
2,0	0,1464	1,908	0,5587
3	0,2226	1,687	1,1266
4	0,2764	1,623	1,7947
5	0,3143	1,608	2,5277
6	0,3419	1,611	3,3051
7	0,3626	1,621	4,1147
8	0,3787	1,633	4,9487
10	0,4019	1,659	6,6692
12	0,4178	1,683	8,4395
40	0,4750	1,837	34,912
∞	0,500	2,000	∞

Если S/δ изменяется в пределах от единицы до бесконечности, то γ можно вычислить также по приближенной формуле

$$\gamma \approx \frac{(S/\delta)^2}{5 + S/\delta}. \quad (217б)$$

Все эти вспомогательные величины являются только функциями соотношения S/δ . Общий поток на зубцовое деление уменьшается благодаря провалу в кривой поля. Для того чтобы получить тот же поток, индукция под зубцами $B_{\max}$ должна быть увеличена. В практике расчет ведут по средней индукции B , которая соответствует тому же потоку, что и при отсутствии пазового раскрытия. Следует отметить, что максимальная индукция под зубцом $B_{\max}$, которая в основном определяет намагничивающую силу в зазоре, всегда больше средней индукции B , т. е. $B_{\max} > B$. Мы можем прийти к тому же выводу, если вместо действительного зазора введем в расчет фиктивный:

$$\delta' = k_c \delta. \quad (218)$$

Поправочный коэффициент k_c , который всегда больше единицы, называется коэффициентом Картера, так как он впервые был рассчитан Картером [61]. Общий поток уменьшается на величину $S_0 B_0$, которая на рис. 100 обозначена заштрихованной площадью.

Запишем следующее соотношение для потоков:

$$B_{\max} \tau_z - B_0 S' = B \tau_z \quad (219)$$

или

$$\frac{B_{\max}}{B} \left(\tau_z - \frac{B_0}{B_{\max}} S' \right) = \frac{B_{\max}}{B} (\tau_z - \beta S') = \tau_z; \quad (219а)$$

отсюда коэффициент Картера

$$k_c = \frac{B_{\max}}{B} = \frac{\tau_z}{\tau_z - \beta S'} = \frac{\tau_z}{\tau_z - \gamma \delta}, \quad (220)$$

где γ можно определить из уравнений (217а и б) или из кривой рис. 101.

Если S/δ изменяется в пределах от 2 до 12, то коэффициент γ можно рассчитать по упрощенному выражению

$$\gamma \approx 3S/4\delta - 1. \quad (221)$$

На рис. 101 эта зависимость представлена пунктирной прямой. Соответственно этому диапазону S/δ формула для коэффициента Картера

$$k_c \approx \frac{\tau_z}{\tau_z + \delta - 0,75S}. \quad (222)$$

Соотношения (220) и (222) выведены для открытых пазов. Приближенно они могут быть справедливы и для полужакрытых, если вместо S подставить размер открытой части паза. При этом полу-

чают несколько меньшее значение, что, однако, лежит в пределах практической точности расчета.

Если пазы имеются и на роторе и на статоре, то среднее значение потока для всего зазора, согласно рис. 102,

$$B_{\max} \tau_{z1} - B_{01} S'_1 - n B_{02} S'_2 = B \tau_{z1}, \quad (223)$$

где $n = \tau_{z1}/\tau_{z2} > 1$; отсюда общий коэффициент Картера

$$k_c = \frac{\tau_{z1}}{\tau_{z1} - (\gamma_1 + n\gamma_2)\delta}. \quad (224)$$

Если же вычислять коэффициент Картера для ротора и статора независимо, то

$$k_{c1} = \frac{\tau_{z1}}{\tau_{z1} - \gamma_1 \delta}$$

$$\text{и } k_{c2} = \frac{\tau_{z2}}{\tau_{z2} - \gamma_2 \delta}. \quad (225а, б)$$

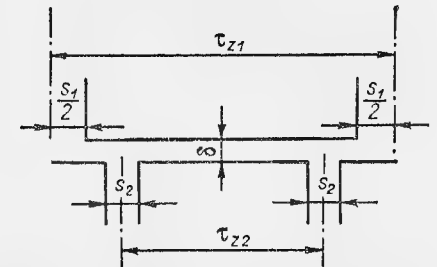


Рис. 102. К выводу формулы для коэффициента Картера.

Произведение этих коэффициентов

$$k_{c1} k_{c2} = \frac{\tau_{z1}}{\tau_{z1} - (\gamma_1 + n\gamma_2)\delta + n\gamma_1\gamma_2\delta^2/\tau_{z1}}; \quad (226)$$

оно лишь незначительно меньше, чем результирующий коэффициент Картера по уравнению (224). Поэтому в практических расчетах можно принять для общего коэффициента Картера:

$$k_c \approx k_{c1} k_{c2}. \quad (227)$$

Справедливость этого уравнения была подтверждена автором экспериментально на электрических моделях.

д) Влияние тока в пазах

В § 2 пятой главы показано, что кривая поля обмотки может быть разложена в ряд гармонических; наибольшей из них является первая. Амплитуда v -й гармонической в m -фазной обмотке

$$B_v = \frac{4}{v\pi} \xi_v \xi_{Nv} B_L. \quad (228)$$

Обмоточный коэффициент ξ_v и коэффициент раскрытия паза ξ_{Nv} вычисляются соответственно из уравнений (329) и (325). Обмоточный коэффициент является наибольшим как для первой гармонической, так и для высших зубцовых гармонических, порядок которых равен $v = N(k+1)/p$. Коэффициент раскрытия паза имеет значение только для зубцовых гармонических, для остальных гармонических он практически равен единице. Высшие зубцовые гармонические существуют всегда попарно, с разницей в порядке, равной двум. Коэффициент раскрытия паза для

высших пазовых гармонических порядка 11, 17, ... часто больше единицы; напротив, для гармонических порядка 13, 19, ... он часто меньше единицы. Среднее значение этого коэффициента для каждой пары гармонических, например 11 и 13, 17 и 19, всегда меньше единицы. В некоторых случаях, например при расчете поверхностных потерь, можно вместо каждой пары гармонических ввести в расчет одну, эквивалентную.

При выводе уравнения (228) мы исходили из того, что поле каждой гармонической имеет лишь радиальную составляющую, т. е. что весь поток целиком проходит через зазор. В этом случае

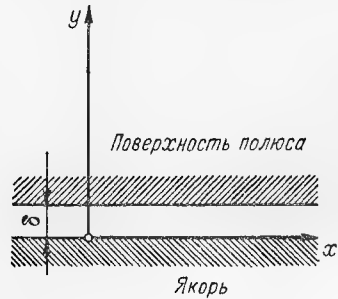


Рис. 103. К выводу уравнения (230).

нет разницы между величиной поля в той части магнитной цепи, где расположена обмотка, и той, которая расположена по другую сторону зазора. Это справедливо для поля первой гармонической, но не для высших гармонических.

Поля высших гармонических, особенно при большом зазоре, имеют весьма значительную тангенциальную составляющую: в результате этого нормальная составляющая по другую сторону зазора ослаблена, но для потерь и других процессов,

вызванных высшими гармоническими, именно эта составляющая индукция является определяющей.

В зазоре машины возникает безвихревое поле, которое удовлетворяет следующим уравнениям:

$$\frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial x} = 0; \quad (229a)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} = 0, \quad (229б)$$

где H_x , H_y — соответственно тангенциальная и радиальная составляющие напряженности поля (рис. 103). Из этих уравнений после исключения H_x получаем дифференциальное уравнение

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_y}{\partial y^2} = 0; \quad (230)$$

его решение имеет вид [25]:

$$H_y = (C e^{\nu \pi y / \tau} + D e^{-\nu \pi y / \tau}) \sin \nu \pi x / \tau; \quad (231)$$

тогда H_x рассчитывается из уравнения (229a):

$$H_x = \int \frac{\partial H_y}{\partial x} dy = (C e^{\nu \pi y / \tau} - D e^{-\nu \pi y / \tau}) \cos \nu \pi x / \tau. \quad (232)$$

Для определения постоянных интегрирования вычислим намагничивающую силу ν -й гармонической с учетом уравнения для ν -й гармонической индукции (228):

$$f(x)_\nu = \frac{\delta B_\nu}{\mu_0} \sin \nu \pi x / \tau = \frac{\sqrt{2} \tau}{\nu \pi} \xi_\nu \zeta_{N\nu} A \sin \nu \pi x / \tau, \quad (233)$$

где A — эффективная линейная нагрузка [уравнение (1493)].

Для ν -й гармонической линейная нагрузка получается путем дифференцирования уравнения (233) по x :

$$a_\nu = \partial f(x)_\nu / \partial x = \sqrt{2} \xi_\nu \zeta_{N\nu} A \cos \nu \pi x / \tau. \quad (234)$$

Пренебрежем падением магнитного потенциала вдоль активной стали и запишем первое граничное условие: тангенциальная составляющая напряженности поля на поверхности якоря (где расположена обмотка) равна линейной нагрузке; следовательно, при $y = 0$ имеем:

$$H_x = -a_\nu = -\sqrt{2} \xi_\nu \zeta_{N\nu} A \cos \nu \pi x / \tau. \quad (235)$$

Запишем второе граничное условие: на поверхности полюса, т. е. при $y = \delta$, тангенциальная составляющая напряженности поля $H_x = 0$. Из этих граничных условий определяются постоянные интегрирования:

$$C = \frac{\sqrt{2} \xi_\nu \zeta_{N\nu} A}{e^{2\nu \pi \delta / \tau} - 1}; \quad (236a)$$

$$D = \frac{\sqrt{2} \xi_\nu \zeta_{N\nu} A}{1 - e^{-2\nu \pi \delta / \tau}}. \quad (236б)$$

Из уравнений (231), (236a и б) вычисляется амплитуда нормальной составляющей индукции на поверхности полюса:

$$B_\nu (y=\delta) = \frac{\mu_0 \sqrt{2} \xi_\nu \zeta_{N\nu} A}{\sinh \nu \pi \delta / \tau} = B_\nu k_{\delta\nu}, \quad (237)$$

где B_ν — нормальная составляющая индукции ν -й гармонической, она находится из уравнения (228) без учета тангенциального затухания поля; $k_{\delta\nu}$ — коэффициент затухания в зазоре, он учитывает это тангенциальное ослабление поля и равен

$$k_{\delta\nu} = \frac{\nu \pi \delta / \tau}{\sinh \nu \pi \delta / \tau}. \quad (238)$$

Для первой гармонической $k_{\delta 1} \approx 1$; чем порядок гармонической выше, тем коэффициент $k_{\delta\nu}$ меньше. Практически поля гармонических высокого порядка не достигают поверхности полюса.

3. ПОЛЕ В ЛОВОЙ ЧАСТИ МАШИНЫ

Выше мы принимали, что активная длина машины достаточно велика, так что влиянием лобовых частей можно было пренебречь. Здесь мы подробнее рассмотрим поле в лобовой части. Оно может

быть рассчитано для весьма простых случаев, когда полюс и якорь расположены относительно друг друга симметрично и равны по длине ($l = l_p$), а радиальные размеры полюса и якоря достаточно велики [60, 25].

Линия равного потенциала, которая разделяет намагничивающую силу между полюсом и якорем на две равные части, является прямой, проходящей через середину зазора; затем она переходит в лобовую часть. Распределение индукции по этой поверхности равного потенциала (поверхности симметрии) нанесено на рис. 104 в зависимости от расстояния x/δ от торца сердечника.

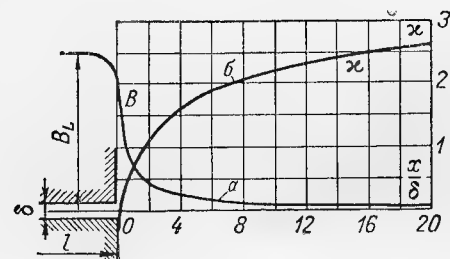


Рис. 104. а — распределение индукции на внешней поверхности крайнего пакета; б — зависимость $\kappa = f(x/\delta)$.

Индукция в зазоре начинает падать на расстоянии $x/\delta = 1$ и при $x/\delta > 10$ становится очень малой. Ход индукции зависит только от величины зазора, поэтому на рис. 104 и введено расстояние до торца сердечника в относительных единицах (x/δ).

Общий магнитный поток машины с учетом потока в лобовых частях на расстоянии x/δ равен

$$\Phi = B_L(l + \kappa\delta) = B_L l_i, \quad (239)$$

где

$$\kappa = 2 \int_{x/\delta=-1}^{x/\delta} \frac{B}{B_L} d\left(\frac{x}{\delta}\right) - 2 \quad (240)$$

есть добавка к длине якоря, которая учитывает поток в лобовых частях.

Зависимость κ от расстояния x/δ представлена на рис. 104. Фиктивная длина якоря l_i , которая соответствует при неизменной по величине индукции B_L тому же потоку, что и при реальной картине поля, называется и д е а л ь н о й д л и н о й я к о р я:

$$l_i = l + \kappa\delta = l + \Delta l. \quad (241)$$

Расстояние x/δ , которое характеризует ту часть лобового пространства, где следует учитывать поле обмотки, определяется размерами этой обмотки; оно лежит в пределах 15—20, чему соответствует $\kappa \approx 2,5 \div 4$. Однако полезный магнитный поток значительно меньше рассчитанного выше; это объясняется следующими причинами: во-первых, якорь и, в особенности, полюсы имеют конечные радиальные размеры; во-вторых, пазы уменьшают общую торцевую поверхность сердечника; в-третьих, магнитный поток ослаблен вихревыми токами. Дело в том, что поток в лобовой части направлен перпендикулярно торцевой поверхности, и так как он

вращается по крайней мере относительно одной части машины, то там возникают вихревые токи. Мы учтем уменьшение потока в лобовой части коэффициентом 0,4 и получим $\kappa = 1 \div 1,5$. Соответственно увеличение длины якоря

$$\Delta l = (1 \div 1,5) \delta. \quad (242)$$

По сравнению с длиной активной стали такое увеличение незначительно; поэтому для асинхронных машин, имеющих малый зазор, им можно пренебречь.

Индукцию в лобовой части и величину κ можно рассчитать приближенно, исходя из упрощенной картины поля. Примем, что силовые линии в зазоре являются прямыми, а в лобовой части — полуокружностями с центром в середине зазора; тогда индукция в пространстве лобовой части

$$B(x) = \frac{B_L \delta}{\pi x}. \quad (243)$$

Поток, входящий в торцевую поверхность сердечника,

$$\Phi' = 2 \int_{\delta/2}^x B(x) dx = B_L \frac{\delta}{\pi} \ln \frac{2x}{\delta}. \quad (244a)$$

К этой величине следует прибавить также поток между последней прямолинейной силовой линией и первой силовой линией в виде полуокружности; этот поток несколько меньше, чем

$$\Phi'' \approx 2B_L \delta / (1 + \pi/2) = 0,39 B_L \delta. \quad (244б)$$

Примем $\Phi'' \approx 0,3 B_L \delta$; тогда

$$\kappa \approx \frac{2}{\pi} \ln \frac{2x}{\delta} + 0,3. \quad (245)$$

Если сравнить эту величину κ со значениями κ на рис. 104, то можно заметить, что разница между ними очень мала. Например, при $x/\delta = 4$ по кривой $\kappa = 1,65$, а из уравнения (245) $\kappa = 1,62$.

Поток лобовой части нагружает только крайний пакет активной стали статора. Внутри первого пакета индукция распределяется неравномерно, так как магнитная проводимость поперек пакета меньше, чем вдоль него, из-за изоляции между листами активной стали; в результате больше всего нагружается внешняя часть пакета. Чтобы избежать неравномерного распределения потока по первому пакету, зазор под ним часто делают большим, что особенно характерно для турбогенераторов, где зазоры относительно велики; поэтому в турбогенераторах в крайних пакетах статора предусматривают уступы. Кроме того, поперечный магнитный поток наводит в крайних пакетах вихревые токи и, следовательно, вызывает в них добавочные потери. Это может привести к местным перегревам активной стали. Чтобы снизить потери в крайних пакетах активной стали, длину ее часто принимают

несколько больше, чем полюсов; соответственно в машинах постоянного тока длиннее делают ротор, в синхронных и асинхронных машинах — статор. Если обозначить (при $l > l_p$) через

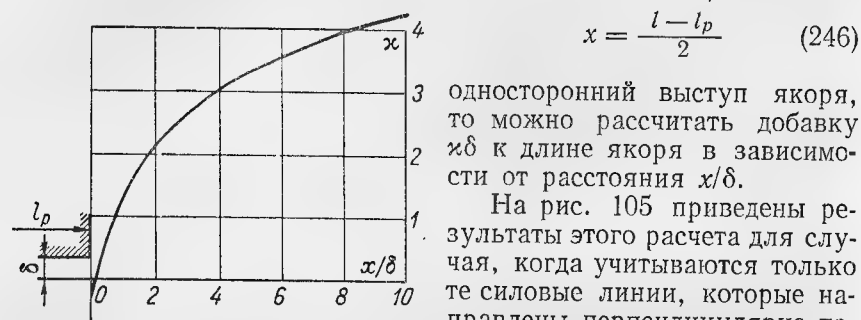


Рис. 105. Зависимость k от расстояния x/δ .

для якоря без вентиляционных каналов получим:

$$l_i \approx (l + l_p)/2. \quad (247)$$

При этом учитываются только те силовые линии, которые выходят из полюса (более короткого, чем якорь) в осевом направлении. При $l_p \approx l$ данное предположение мало соответствует действительности.

Из-за конечных размеров полюса и ярма якоря, а также из-за наличия пазов величина k обычно меньше, чем по рис. 105. Поэтому силовые линии, направленные аксиально, не должны учитываться, и для практических расчетов достаточно пользоваться уравнением (247).

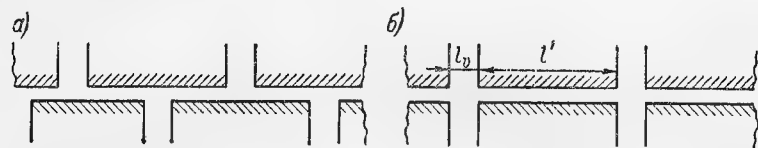


Рис. 106. Расположение вентиляционных каналов статора и ротора.

Большее значение имеет расширение магнитных линий в зоне вентиляционных каналов; число каналов часто бывает достаточно велико. Рассмотрим сначала самый простой случай, когда вентиляционные каналы имеются только на роторе или только на статоре. Выделим в продольном сечении машины один пакет (рис. 106). Обозначим ширину пакета l' , а канала l_v . Распределение индукции в осевом направлении показано на рис. 100; в зоне канала индукция уменьшается. Способ расчета распределения индукции и величины потока для такого случая известен, расчет можно провести с помощью коэффициента Картера. Он характеризует отно-

шение идеальной длины l_i к действительной при одном и том же потоке; иными словами, он показывает, во сколько раз должна быть увеличена индукция B_L , чтобы получить при той же самой длине l' тот же поток, что и при отсутствии каналов ($B_L = \text{const}$).

Величина коэффициента Картера рассчитывается по уравнению (220) с учетом обозначений на рис. 106:

$$k_c = \frac{l' + l_v}{l' + l_v - \gamma \delta}, \quad (248)$$

где

$$\gamma \approx \frac{(l_v/\delta)^2}{5 + l_v/\delta}. \quad (249)$$

При $1 < l_v/\delta < \infty$ погрешность не превышает 10%. Обозначим ширину канала, на который увеличивается идеальная длина якоря, через Δl_v ; тогда

$$l_i = \frac{l' + l_v}{k_c} = l' + \Delta l_v; \quad (250)$$

отсюда следует:

$$\Delta l_v = l' \left(\frac{1 - k_c}{k_c} \right) + l_v. \quad (251a)$$

С учетом выражения (248) можно написать:

$$\Delta l_v = \frac{5}{5 + l_v/\delta}. \quad (251б)$$

Учитывая демпфирование и наличие пазов, эту величину следует еще несколько уменьшить. Приблизительно она должна быть снижена примерно до $0,7 \cdot 0,8 = 0,56$ значения, получаемого из формулы (251б). Следовательно,

$$\Delta l_v \approx l_v \frac{2,8}{5 + l_v/\delta}. \quad (251в)$$

В асинхронных двигателях отношение ширины пакета к зазору в среднем составляет $l_v/\delta = 15 \div 8$; соответственно $\Delta l_v/l_v = 0,14 \div 0,22$. У синхронных машин при $l_v/\delta = 4 \div 1,5$ величина $\Delta l_v/l_v = 0,31 \div 0,41$.

Если вентиляционные каналы имеются и на статоре, и на роторе, то тогда различают два случая: или оба канала расположены так, что они не влияют друг на друга (рис. 106, а), или каналы расположены непосредственно друг против друга (рис. 106, б). В первом случае

$$l_i = l' - l_v + \Delta l_v, \quad (252a)$$

во втором

$$l_i = l' + \Delta l_v, \quad (252б)$$

причем при вычислении Δl_v следует подставлять в выражение (251в) величину не всего зазора (δ), а его половину ($\delta/2$). Тогда

при $l_v/\delta = 15 \div 8$ значение $\Delta' l_v/l_v = 0,1 \div 0,13$; при $l_v/\delta = 4 \div 1,5$ соответственно $\Delta' l_v/l_v = 0,21 \div 0,35$.

В асинхронных машинах расширение поля в вентиляционных каналах и в лобовой части практически мало, и им можно пренебречь. Но в синхронных машинах зазор относительно больше, и это влияние следует учитывать.

4. ВЛИЯНИЕ НАМАГНИЧИВАЮЩЕЙ СИЛЫ В ЗУБЦАХ И ЯРМЕ НА ФОРМУ КРИВОЙ ПОЛЯ

До сих пор мы принимали, что магнитная проницаемость стали бесконечно велика. В действительности падение намагничивающей силы в зубцах и ярме влияет на форму кривой поля в зазоре. В пределах полюсного окна, где индукция невелика, это влияние мало, и им можно пренебречь. Индукция под полюсным наконечником гораздо выше, чем в полюсном окне. Кроме того, магнитное сопротивление зазора здесь меньше, и намагничивающие силы зубцов и ярма достигают по сравнению с намагничивающей силой зазора такой величины, которой уже пренебречь нельзя.

Чтобы выяснить влияние намагничивающей силы зубцов и ярма на форму кривой поля, рассмотрим сначала обратную задачу. Пусть дано поле синусоидальной формы; требуется найти распределение в пространстве намагничивающей силы $M(x)$. На рис. 107 синусоидальная кривая $B_L(x)$ соответствует распределению индукции в промежутке от нейтральной зоны ($x=0$) до середины полюса ($x=\tau/2$). Следовательно, если зазор равномерен, намагничивающая сила зазора M_L также синусои-

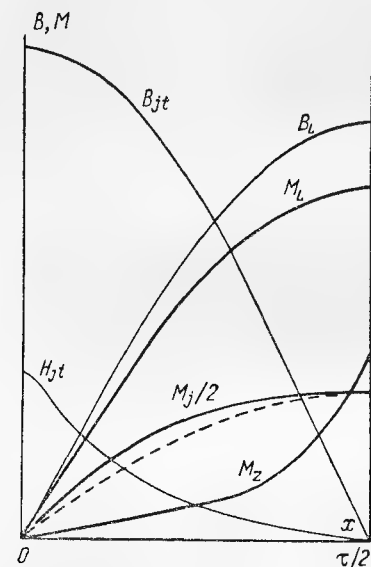


Рис. 107. Изменение индукции и н. с. вдоль полюсного деления.

дальна. Намагничивающая сила зубцов, как и намагничивающая сила зазора, при $x=0$ равна нулю. Однако она распределена в промежутке от $x=0$ до $x=\tau/2$ более круто, чем синусоида. Намагничивающая сила зубцов M_z достигает максимума при $x=\tau/2$.

Тангенциальная составляющая индукции в ярме распределена в пространстве по косинусоиде (см. § 5, а гл. 4). Намагничивающая сила ярма является интегралом от напряженности поля H_t :

$$\frac{1}{2} M_i(x) = \int_0^x H_t dx. \quad (253)$$

Поэтому она напоминает синусоиду, но по сравнению с ней имеет более пологую форму (рис. 107). Максимум намагничивающей силы M_i получается на границах интегрирования $x = -\tau/2$ и $x = \tau/2$. Поэтому на рис. 107 представлена только половина намагничивающей силы ярма объясняется тем, что напряженность поля под серединой полюса резко уменьшается, вследствие чего в уравнении (253) интеграл достигает максимальной величины значительно быстрее, чем при $\mu = \text{const}$ и косинусоидальной кривой поля.

Вычислим кривую распределения суммарной намагничивающей силы в пространстве $M_L + M_z + M_i/2$. Здесь следует отметить, что отклонения формы кривых намагничивающей силы зубцов и ярма от синусоидальной влияют по-разному. Если же результирующая кривая распределения намагничивающей силы синусоидальна, как это часто бывает на практике, то намагничивающая сила зубцов придает кривой поля более пологую форму, а намагничивающая сила ярма — более крутую. То же имеет место для машин, у которых намагничивающая сила обмотки возбуждения вдоль полюсной дуги по величине не изменяется (например, у синхронных явнополюсных машин). Синусоидальное распределение поля в этих машинах достигается за счет неравномерного зазора под полюсом.

Тангенциальная составляющая индукции в ярме задается формой кривой поля. При вычислении кривой распределения потока, исходя из заданной результирующей намагничивающей силы, следует учитывать, что величина намагничивающей силы ярма в значительной степени зависит от этой, еще неизвестной кривой поля. Однако практически можно считать, что тангенциальная составляющая индукции в ярме изменяется в пространстве по косинусоиде (рис. 107), что не приводит к большой погрешности.

Для определения формы кривой поля необходимо знать зависимость между индукцией в зазоре $B_L(x)$ в произвольной точке x и намагничивающей силой вдоль зубца $M_z(x)$, а также между этой индукцией $B_L(x)$ и намагничивающей силой вдоль ярма $1/2 M_i(x)$ в той же точке. Первая зависимость может быть задана в виде кривой намагничивания $M_z(B_L)$; однако вторую зависимость надо определять по точкам для каждого значения B_L (рис. 107). Если бы магнитная проницаемость ярма была постоянной, то тогда зависимость $B_L(x) [M_i(x)]$ была бы линейной, так как обе кривые $B_L(x)$ и $M_i(x)$ синусоидальны; этот случай показан на рис. 108. Часто намагничивающая сила ярма значительно меньше, чем намагничивающая сила всех остальных элементов магнитной цепи. Поэтому зависимость $B_L(x) [M_i(x)]$ часто можно принять прямолинейной.

Определим форму кривой поля для двух случаев.

Первый соответствует синхронной машине; в такой машине кривая намагничивающей силы вдоль полюсной дуги по

величине не изменяется, а зазор под полюсом неравномерен. Построим сначала кривые намагничивания для ярма $B_L(M_j)$ и для зубцов $B_L(x) [2M_z]$. Зависимость $B(x) [M_j(x)]$ можно считать прямолинейной. Обе кривые для удобства нанесены в различных четвертях. Прямая $B(x) [M_j(x)]$ проходит через начало координат и точку (B_L, M_j) . Характеристика намагничивания для зазора является прямой; наибольшая величина намагничивающей силы зазора составляет $2M_L$, она соответствует индукции B_L .

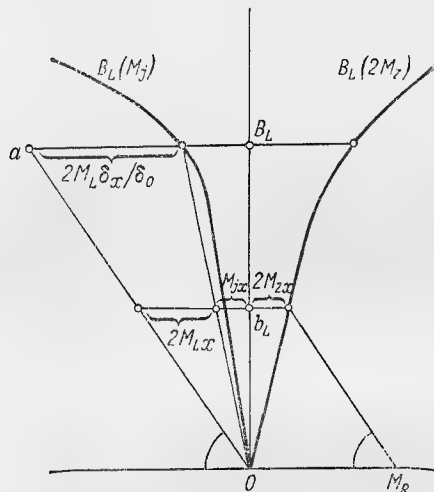


Рис. 108. К определению кривой поля под полюсом.

с кривой намагничивания $B_L(x) [2M_z]$ получим индукцию в зазоре $B_L(x)$, которая удовлетворяет уравнению (254). Повторим это построение для различных точек $(x = \text{var})$; при этом величина $\delta(x)$ и наклон прямой aO для каждого значения $\delta(x)$ будут иными; тогда получим кривую распределения поля под полюсным наконечником. Чтобы построить кривую распределения поля вдоль всего полюсного деления, следует рассчитать еще поток в полюсном окне. Для этого предварительно надо вычислить соответствующие магнитные проводимости (см. рис. 89, а, б).

Второй случай соответствует асинхронной машине; в такой машине зазор равномерен, а распределение намагничивающей силы синусоидально. В этом случае (рис. 109) кривая намагничивания для зазора $B_L(x) [2M_L]$ является единственной. Кривые намагничивания $B_L(x) [2M_z]$ и $B_L(x) [M_j(x)]$ построены для зубцов и ярма ротора и статора.

Сначала построим кривую $B_L(x) [2M_L + 2M_z + M_j(x)]$, затем из нее для различных значений полного тока $\theta(x)$ вычтем величину $B_L(x)$; это построение показано на рис. 109 для трех значений полного тока: $\theta(x) = 0,5; 0,866; 1$, что соответствует

$x = \tau/6, \tau/3$ и $\tau/2$. Если для ряда значений x (например, $x = \tau/2; \tau/3; \tau/6$ и т. д.) определить величины полного тока $\theta(x)$ и найти по кривой $B_L(x) [2M_L + 2M_z + M_j(x)]$ ряд значений индукции B_L , соответствующих этим значениям $\theta(x)$, то получим искомую кривую поля $B_L(x)$. Разложив ее в гармонический ряд, найдем первую гармоническую индукцию B_1 ; ее величина в значительной мере определяет напряжение машины.

Однако, если ограничиться определением первой и третьей гармонических кривой поля, то расчет будет еще проще, так как

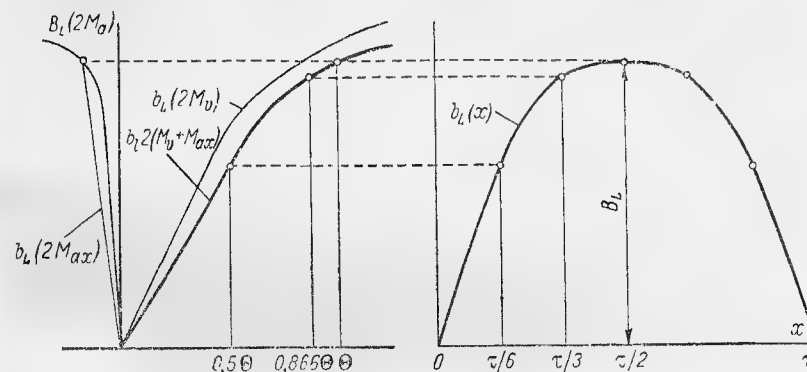


Рис. 109. Определение кривой $b_L(x)$ при синусоидальном токе намагничивания (зазор постоянный).

тогда необходимость в гармоническом анализе отпадает; в этом случае

$$\text{при } x = \tau/2 \quad B_L(x) = B_1 - B_3; \quad (255a)$$

$$\text{при } x = \tau/3 \quad B_L(x) = B_1 \sqrt{3}/2; \quad (255б)$$

$$\text{при } x = \tau/6 \quad B_L(x) = \frac{1}{2} B_1 + B_3. \quad (255в)$$

Точке $x = \tau/6$ по кривой намагничивания соответствует полный ток $\theta_{1/2}$. Проведем из начала координат прямую так, чтобы отрезок KM при $\theta_{1/2}$ был равен отрезку NL для полного тока θ_1 (рис. 110); тогда выполняются условия, записанные в уравнениях (255а и в). Тем самым мы определили значения B_1, B_3, B_L .

В практике чаще всего бывает задана первая гармоническая индукции B_1 , а θ_1 и B_L неизвестны. В этом случае задаются каким-либо приближенным значением B_L , например принимают $\beta = B_1/B_L = 0,9$. Исходя из этого значения $B_L = B_1/\beta$, вычисляя намагничивающую силу M_j и $2M_L + 2M_z$. В большинстве случаев насыщение стали при $\theta_{1/2}$ достаточно мало и кривую намагничивания можно приближенно считать прямой. Поэтому построения по рис. 110, как правило, не требуется, так как

индукцию в зазоре B_L можно вычислить непосредственно по амплитуде первой гармонической B_1 . Из рис. 111 следует:

$$B_3 = \frac{2M_z}{2M_L + M_f} \cdot \frac{B_L}{3}; \quad (256)$$

отсюда получаем:

$$B_1 = B_L + B_3 = \left(1 + \frac{1}{3} \cdot \frac{2M_z}{2M_L + M_f}\right) B_L. \quad (257)$$

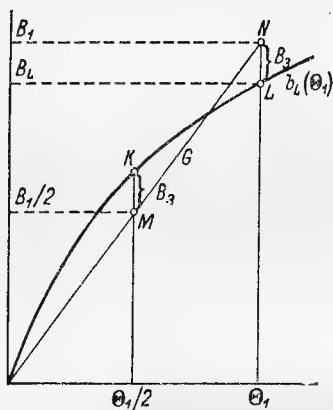


Рис. 110. Приближенный расчет индукции в зазоре, исходя из первой гармонической B_1 .

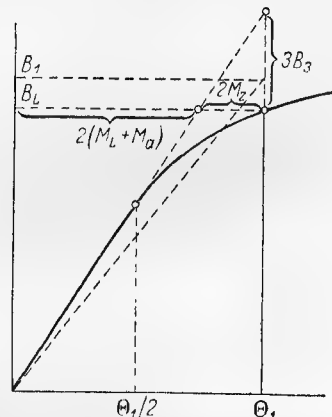


Рис. 111. К выводу уравнения (256).

Если первое приближение индукции B_L не согласуется с величиной, полученной из уравнения (255а), то задают новое значение B_L и расчет повторяют, пока не будет удовлетворяться уравнение (255а). Этот простой метод можно рекомендовать для практических расчетов.

Общий магнитный поток машины увеличивается за счет третьей гармонической; он равен

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_3 = \frac{2}{\pi} \tau_l \left(B_1 + \frac{1}{3} B_3 \right). \quad (258)$$

Это увеличение не играет какой-либо роли для намагничивающей силы в зазоре и в зубцах и влияет лишь на намагничивающую силу в ярме статора и ротора. Обычно увеличение намагничивающей силы за счет третьей гармонической настолько мало, что введение каких-либо поправок не требуется и намагничивающая сила ярма рассчитывается по первой гармонической.

Интересное исследование по распределению магнитного поля во времени и пространстве для насыщенной асинхронной машины было опубликовано в последнее время Циганеком (Ciganek) [75а].

5. МАГНИТНЫЙ ПОТОК В СТАЛИ

а) Распределение потока в ярме ротора и статора

Распределение потока в ярме ротора и статора неравномерно, что обусловлено формой ярма, насыщением стали и неравномерным распределением магнитного потока в зазоре. Для того чтобы вычислить распределение потока и уточнить влияние различных факторов, влияющих на это распределение, примем сначала, что магнитная проницаемость стали постоянна.

При синусоидальной форме кривой поля в зазоре и при постоянной магнитной проницаемости радиальная и тангенциальная составляющие индукции в ярме вычисляются из следующих уравнений (рис. 112) [25]:

$$B_r = \frac{1}{R} (AR^p - CR^{-p}) \cos p\varphi; \quad (259a)$$

$$B_t = -\frac{1}{R} (AR^p + CR^{-p}) \sin p\varphi. \quad (259b)$$

Постоянные A и C могут быть определены из граничных условий. Запишем граничные условия для ротора: $B_r = 0$ при $R = R_2$; $B_r = B_L \cos p\varphi$ при $R = R_1$.

Обозначим:

$$\rho = R_2/R_1; \quad (260)$$

тогда постоянные A и C равны:

$$A = B_L \frac{R_1^{1-p}}{1 - \rho^{2p}}; \quad (261a)$$

$$C = -B_L \frac{R_1^{1+p}}{1 - \rho^{-2p}}. \quad (261b)$$

Соответственно индукции в ярме ротора:

$$B_r = \frac{B_L}{R} \left[\frac{R_1^{1-p} R^p}{1 - \rho^{2p}} + \frac{R_1^{1+p} R^{-p}}{1 - \rho^{-2p}} \right] \cos p\varphi; \quad (262)$$

$$B_t = -\frac{B_L}{R} \left[\frac{R_1^{1-p} R^p}{1 - \rho^{2p}} - \frac{R_1^{1+p} R^{-p}}{1 - \rho^{-2p}} \right] \sin p\varphi. \quad (263)$$

Аналогично для статора: $B_r = 0$ при $R = R_1$; $B_r = B_L \cos p\varphi$ при $R = R_2$; отсюда вычисляем постоянные:

$$A = B_L \frac{R_2^{1-p}}{1 - \rho^{-2p}}; \quad (264a)$$

$$C = -B_L \frac{R_2^{1+p}}{1 - \rho^{2p}}. \quad (264b)$$

Соответственно индукции в ярме статора:

$$B_r = \frac{B_L}{R} \left[\frac{R_2^{1-p} R^p}{1 - \rho^{-2p}} - \frac{R_2^{1+p} R^{-p}}{1 - \rho^{2p}} \right] \cos p\varphi; \quad (265)$$

$$B_t = -\frac{B_L}{R} \left[\frac{R_2^{1-p} R^p}{1 - \rho^{-2p}} - \frac{R_2^{1+p} R^{-p}}{1 - \rho^{2p}} \right] \sin p\varphi. \quad (266)$$

Пример распределения потока в ярме статора и ротора двухполюсной машины представлен на рис. 113 (для ярма статора принято $\rho = 0,667$; для ярма ротора $\rho = 0,5$). Из рисунка видно,

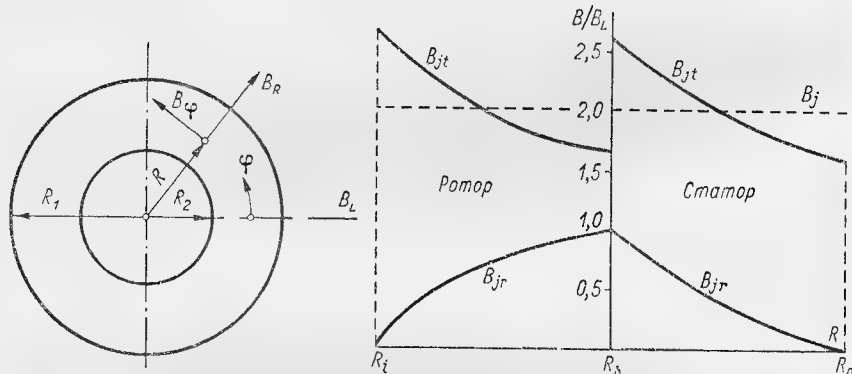


Рис. 112. К выводу уравнения (259а, б).

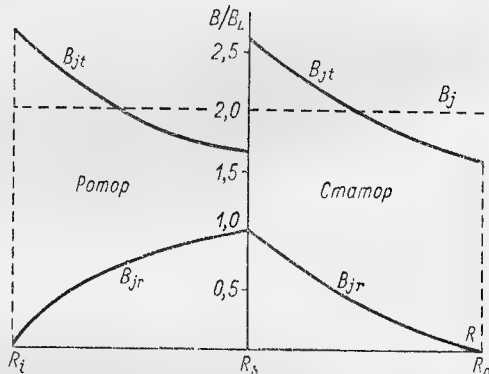


Рис. 113. Распределение тангенциальной и радиальной составляющих индукции в ярме статора ($\lambda = 0,667$) и ротора ($\lambda = 0,5$) при $\mu = \text{const.}$

что в плоскости, проведенной через нейтральную зону, распределение тангенциальной составляющей индукции в ярме неравномерно. На внутренней поверхности ярма статора она значительно больше, чем на внешней. Распределение тангенциальной составляющей в ярме ротора аналогично. Выражение для среднего значения тангенциальной составляющей одинаково как для статора, так и для ротора и имеет вид:

$$B_j = B_L \tau / \pi (R_1 - R_2) = 2B_L.$$

Отклонение от среднего значения соответственно равно $+30\%$ и -20% . Для ротора без центрального отверстия ($\rho = 0$) получаем из уравнений (262) и (263): $B_r = -B_t = B_L R_1^{1-p} R^{p-1}$, т. е. обе составляющие индукции равны по величине. В частности, для двухполюсных машин ($p = 1$) $B_{r \max} = B_{t \max} = B_L$; это означает, что индукция в ярме распределена равномерно. Тогда результирующая индукция $B_j = \sqrt{B_r^2 + B_t^2} = B_L$ во всех точках ярма одинакова.

У современных машин индукция в ярме в рабочем режиме достаточно велика. Поэтому при номинальном потоке магнитная проницаемость стали резко падает. Такое снижение проницаемости обуславливает выравнивание индукции в тангенциальном направлении. Отклонение от среднего значения в рабочем режиме составляет лишь около $\pm 5\%$. Индукция в радиальном направлении также выравнивается из-за насыщения, и кривые на рис. 113 более приближаются к прямым.

б) Распределение потока в массивной стали. Потери в массивной стали от вихревых токов, наводимых переменным потоком

При очень толстых листах активной стали или высокой частоте перемагничивания возникает обратное действие (реакция) вихревых токов на возбуждающее поле, что должно приниматься во внимание. В этом случае индукция не распределена равномерно по толщине листа, а уменьшается от края листа к его середине, изменяя свою фазу.

Для тонкого листа (рис. 114) можно записать следующие дифференциальные уравнения [62, 65]:

$$\rho \left(\frac{\partial S_y}{\partial x} - \frac{\partial S_x}{\partial y} \right) = -\frac{\partial B}{\partial t}; \quad (267)$$

$$S_x = \frac{\partial H}{\partial y} \text{ и } S_y = -\frac{\partial H}{\partial x}; \quad (268) \text{ и } (269)$$

здесь B — индукция в точке с координатами x, y ; S_y, S_x — составляющие плотности тока по осям y и x . Уравнения (267)–(269) можно объединить в одно дифференциальное уравнение второго порядка

$$\frac{\rho}{\mu} \left(\frac{\partial^2 B}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 B}{\partial y^2} \right) = \frac{\partial B}{\partial t}. \quad (270)$$

Для практических расчетов особенно важен случай, когда размер листа по оси y достаточно велик, так что $\partial B / \partial y = 0$. Если поток и плотность тока изменяются во времени синусоидально ($d/dt = j\omega$), то уравнение (270) упрощается:

$$\frac{\partial^2 B}{\partial x^2} = \frac{j\omega\mu}{\rho} B. \quad (271)$$

Решение этого уравнения имеет простой вид лишь при $\mu = \text{const.}$ Введем безразмерную величину

$$\xi = \alpha b, \quad (272)$$

которая называется обычно приведенной толщиной листа [62, 65]; здесь α — вспомогательная величина:

$$\alpha = \sqrt{\pi \mu f / \rho}. \quad (273)$$

Индукция в точке x равна

$$\bar{B} = \bar{B}_S \frac{\cosh(1+j)\alpha x}{\cosh(1+j)\alpha b/2}; \quad (274)$$

ее модуль

$$B = B_S \sqrt{\frac{\cosh 2\alpha x + \cos 2\alpha x}{\cosh \alpha b + \cos \alpha b}}. \quad (275)$$

Среднее значение индукции по толщине листа

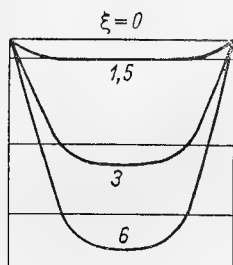


Рис. 115. Распределение амплитуды индукции по ширине листа при различной «приведенной ширине».

Следует отметить, что по краям листа индукция B_S принимает такие же значения, которые имели бы место, если учитывать только внешнее магнитное поле. Отметим также, что среднее значение индукции B_m находится не в фазе с B_S . Кривые распределения модуля индукции B по толщине листа для $\xi=0$; 1,5; 3; 6 представлены на рис. 115; там же нанесены и средние значения индукции для указанных значений B_m (горизонтальные прямые). Индукция в середине листа уменьшается при увеличении α в соответствии с уравнением (274). Следовательно, чем больше частота и проницаемость стали, тем меньше индукция.

Увеличение удельного сопротивления стали приводит к увеличению индукции и уплощению кривой распределения ее по толщине листа.

Для плотности тока можно записать уравнение

$$\bar{S}_y = \frac{1}{\mu} \cdot \frac{\partial \bar{B}}{\partial x} = (1+j) \bar{B}_S \sqrt{\frac{2\pi f}{\rho \mu}} \cdot \frac{\sinh(1+j)\alpha x}{\cosh(1+j)\alpha b/2}. \quad (277)$$

Плотность тока в середине листа активной стали равна нулю. Она увеличивается по мере приближения к краям листа, но знак ее у обоих краев различен, т. е. вихревые токи по краям листа направлены в противоположные стороны. Плотность тока тем больше, чем выше частота, чем меньше магнитная проницаемость стали и удельное сопротивление листа. Потери на вихревые токи можно вычислить по выражению (394), но для этого в него надо ввести поправочный коэффициент, который учитывает реакцию вихревых токов. При выводе поправочного коэффициента можно исходить либо из индукции на краю листа B_S , либо из средней индукции B_m . Поправочный коэффициент в первом случае [25]

$$k_S = \frac{6}{\xi^3} \cdot \frac{\sinh \xi - \sin \xi}{\cosh \xi + \cos \xi}, \quad (278)$$

а во втором

$$k_m = \frac{3}{\xi} \cdot \frac{\sinh \xi - \sin \xi}{\cosh \xi - \cos \xi}. \quad (279)$$

Оба коэффициента в зависимости от приведенной толщины листа представлены на рис. 116. При $\xi < 1$ коэффициент $k_S \approx 1$; при $\xi > 2$ коэффициент $k_m \approx 1$. При $\xi > 2$ коэффициент $k_m \approx 6/\xi^3$, а при $\xi > 3$ коэффициент $k_m \approx 3/\xi$. В обоих последних случаях выражение для потерь от вихревых токов имеет вид:

$$v_W = \frac{B_S^2}{b} \sqrt{\frac{\pi \rho f}{\mu^3}} [вт/м^3]; \quad (280)$$

$$v_W = \frac{b B_m^2}{2} \sqrt{\frac{\pi^3 f^3}{\rho \mu}} [вт/м^3]. \quad (281)$$

Размерность B_m — вб/м²; ρ — ом·м. Эти потери можно отнести к единице поверхности стали, но лишь той, которая направлена перпендикулярно плоскости чертежа. Для достаточно тонкого листа это означает, что мы пренебрегли его узкими сторонами; тогда потери

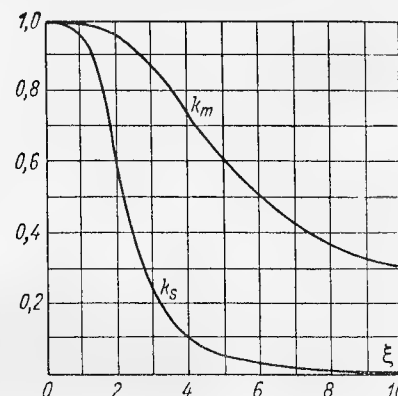


Рис. 116. Коэффициенты $k_S, k_m = f(\xi)$.

$$v_0 = \frac{1}{2} b v_W = \frac{B_S^2}{2} \sqrt{\frac{\pi \rho f}{\mu^3}} [вт/м^2], \quad (282)$$

или

$$v_0 = \frac{b^2 B_m^2}{4} \sqrt{\frac{\pi^3 f^3}{\rho \mu}} [вт/м^2]. \quad (283)$$

Если при расчете потерь исходить из индукции на краю листа B_S , которая не зависит от вихревых токов, то, как видно из (282), потери не зависят от толщины листа. Следовательно, если внести несколько листов стали различной толщины в одно и то же поле, то всегда получим одни и те же потери. Вихревые токи образуются исключительно на поверхности листа и остаются постоянными. В этом случае часто вводят понятие о глубине проникновения. Под этим понимают эквивалентный слой стали, в котором возникают при постоянной по величине плотности тока (или индукции) те же потери, что и при действительном распределении тока (или потока). Эта постоянная по величине плотность тока S_S (или индукция B_S) равна плотности тока (или индукции) на краю листа.

Если индукция B_S определяется исходя из первоначального поля, то плотность тока на краю листа вычисляется из уравнения (277):

$$S_S = \frac{2\alpha B_S}{\mu}. \quad (284)$$

Глубина проникновения потока

$$t_B = \frac{b}{\sqrt{2\xi}} = \frac{1}{\sqrt{2\alpha}}, \quad (285)$$

а тока, соответственно потерям,

$$t_V = \frac{b}{8\xi} = \frac{1}{8\alpha}. \quad (286)$$

Обе величины не зависят от толщины листа.

Если магнитный поток, проходящий через лист активной стали, задан, т. е. задана индукция B_m , то потери можно вычислить по формуле (281). Этот случай соответствует обычному перемагничиванию сердечника, набранного из тонких стальных листов. Потери в массивной стали [уравнение (281)], в отличие от потерь в шихтованной, зависят от толщины b в первой степени, а от частоты — в степени 1,5.

Если внести массивный стальной сердечник в магнитное поле и поддерживать неизменным поток, проходящий через этот сердечник, то индукция в середине сердечника падает, а по краям резко возрастает. Для обычной электротехнической стали толщиной 0,5 мм, при частоте 50 Гц, $\mu_r = 3000$ и $\rho = 0,15 \cdot 10^{-6}$ Ом·м приведенная толщина листа $\xi = 0,99$. Оба поправочных коэффициента $k_S \approx k_m \approx 1$, т. е. реакция вихревых токов очень мала. Поэтому можно вести расчет потерь по формуле (394), считая, что индукция распределена равномерно. Для массивного сердечника из той же стали при $\alpha = 1980 \text{ м}^{-1}$ глубина проникновения

потока $t_B = \frac{1}{\sqrt{2 \cdot 19,8}} = 0,036 \text{ см}$, а глубина проникновения тока $t_V = 0,00006 \text{ м}$. Эти величины относятся к сердечнику, у которого толщина $b > 0,001 \text{ м}$.

Реакция вихревых токов косвенно влияет также и на величину потерь на гистерезис, так как вихревые токи вызывают неравномерное распределение потока в сердечнике. При $B_S = \text{const}$ потери на гистерезис меньше, а при $B_m = \text{const}$ больше, чем при $B_S = B_m = \text{const}$.

Изложенные результаты исследования справедливы лишь при $\mu_r = \text{const}$. В действительности магнитная проницаемость изменяется в широких пределах, и в расчетах следует использовать некоторую усредненную величину, которая, однако, соответствует большим значениям индукции. Поэтому рассмотренные выражения дают лишь приближенные величины потерь и индукций.

На рис. 182 представлена зависимость проницаемости от глубины проникновения потока, измеренной в опыте. Эта проницаемость отличается от действительной проницаемости стали D-68, свойства которой даны на рис. 135.

в) Распределение потока в массивном стальном цилиндре. Потери в массивном цилиндре от вращающегося поля

Рассмотрим случай, когда поле направлено перпендикулярно поверхности цилиндра. На рис. 117 представлен развернутый на плоскость электромагнитный тормоз. При этом безразлично, вращается ли магнитная система или массивный цилиндр; здесь имеет значение лишь относительная скорость (м/сек) между ними. Первоначальное, внешнее поле магнитной системы распределено по оси x синусоидально. Обозначим максимальную индукцию поля B_u . Распределение потока в стали без учета вихревых токов исследовано в § 5 настоящей главы.

В действительности из-за вихревых токов поток вытесняется во внешний слой цилиндра. Примем, что длина цилиндра в направлении оси y достаточно велика и что первоначальная индукция в этом направлении не изменяется; тогда для индукции по оси z можно записать следующее дифференциальное уравнение, аналогичное уравнению (270):

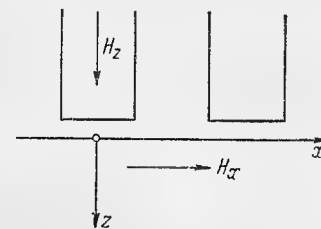


Рис. 117. К выводу уравнений (287) и (288).

$$\frac{\partial^2 B_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 B_z}{\partial z^2} = \frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{\partial B_z}{\partial t}; \quad (287)$$

к нему необходимо добавить уравнение непрерывности

$$\frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0. \quad (288)$$

Из этих дифференциальных уравнений получаем выражения для составляющих индукции B_x и B_z . Фазовый угол ψ в этих выражениях

$$\psi = \arctg \frac{\pi^2 \mu_r \delta}{2\alpha \tau^2}, \quad (289)$$

а величина α вычисляется из уравнения (273а).

Составляющая индукции по оси x

$$B_x \approx -B_u \frac{\tau}{\pi} \alpha \sin \psi e^{-\alpha z} \cos(\alpha z + \pi x / \tau - \psi - \omega t), \quad (290)$$

а по оси z

$$B_z \approx B_u \sin \psi e^{-\alpha z} \cos(\alpha z + \pi x / \tau - \psi - \omega t). \quad (291)$$

По мере удаления от поверхности цилиндра, т. е. при увеличении координаты z , обе составляющие индукции уменьшаются по экспоненциальному закону. По оси x обе составляющие изменяются по закону косинуса, однако фаза этой косинусоиды зависит от координаты z .

Плотность тока по оси y получим из уравнения

$$S_y = \frac{\partial H_z}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial z}; \quad (292)$$

здесь значения напряженности поля соответствуют индукциям B_x, B_z [выражения (290) и (291)]. Из (292) получаем:

$$S_y \approx -\frac{v}{\rho} B_z. \quad (293)$$

Потери от вихревых токов в единице объема цилиндра (1 м^3):

$$V_1 = \rho S_y^2; \quad (294)$$

эти потери изменяются в зависимости от обеих координат z и x . Однако потери возникают главным образом на поверхности; поэтому отнесем их к единице поверхности цилиндра (1 м^2). Выражение для средней величины потерь на полюсное деление имеет вид:

$$v_0 = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \int_0^\infty \rho S_y^2 dx dz = B_u^2 \frac{v^2 \chi}{4 \alpha \rho} [\text{ем}/\text{м}^2]. \quad (295)$$

Коэффициент χ по исследованиям Яссе (Jasse) [64]:

$$\chi = \frac{(\mu_r \delta)^2}{(\mu_r \delta)^2 + (2 \alpha \tau^2 / \pi^2)^2}, \quad (296)$$

а по исследованиям Рюденберга (Rüdenberg), которые были обработаны в книге Рихтера (Richter) [57, 25]:

$$\chi = \frac{(\mu_r \delta)^2}{(\mu_r \delta + \alpha \tau^2 / \pi^2)^2 + (\alpha \tau^2 / \pi^2)^2}. \quad (297)$$

По-видимому, различие можно объяснить тем, что при выводах эти авторы исходили из различных упрощающих предположений. При очень низкой частоте и малом полюсном делении коэффициент χ стремится к единице. Если возбуждение магнитной системы осуществляется не постоянным током, а переменным (при этом применяются шихтованные полюсы), то переменное пульсирующее поле разлагается на два поля, вращающихся в противоположные стороны. Амплитуда каждого из них равна половине амплитуды пульсирующего поля. Потери вычисляются для каждого вращающегося поля отдельно, поскольку скорость каждого вращающегося поля относительно массивного ротора, а следовательно, и частота вихревых токов, наводимых в цилиндре каждым из полей, различны. Но при заторможенном роторе скорости и частоты обоих полей одинаковы. В этом случае можно показать, что потери от вихревых токов, вызванных пульсирующим полем, вдвое меньше потерь от вихревых токов, вызванных вращающимся полем той же величины.

г) Магнитный поток в массивной стали при переходных процессах

В предыдущем параграфе мы рассматривали магнитное поле в массивной стали при перемагничивании ее пульсирующим потоком, изменяющимся по синусоидальному закону. При различных переходных процессах происходит внезапное изменение режима, например резкое изменение тока при подключении цепи к источнику или отключении ее. Распределение магнитного потока в массивной стали в таком режиме имеет несколько иной характер, чем в воздухе или в шихтованном сердечнике, так как связь магнитного поля и вихревых токов здесь весьма сложна. Ниже мы рассмотрим это явление несколько подробнее.

При переходном процессе распределение потока также вычисляется из дифференциального уравнения (270). Однако в случае стального сердечника прямоугольного сечения его решение имеет иной вид [57]:

$$B = B' e^{-t/T} \cos \alpha x \cos \beta y, \quad (298)$$

где B' — постоянная интегрирования, определенная из граничных условий. Если продифференцировать уравнение (298) по x, y и t и подставить результаты в уравнение (270), получим:

$$\alpha^2 + \beta^2 = \mu_0 \mu_r / \rho T. \quad (299)$$

Здесь мы обозначили магнитную проницаемость в виде $\mu_0 \mu_r$ вместо μ , чтобы не смешивать ее с порядковым номером высших гармонических (μ). При внезапном отключении индукция на внешней поверхности прямоугольного сердечника ($x = \pm a/2; y = \pm b/2$) должна сразу же стать равной нулю, так как поток по краям сердечника не сцеплен с контуром вихревых токов (a, b — стороны сердечника); это возможно при нескольких значениях α и β , а именно:

$$\alpha_v = v\pi/a \text{ и } \beta_\mu = \mu\pi/b, \quad (300) \text{ и } (301)$$

где v и μ — целые нечетные числа. Тогда из уравнения (299) получаем выражение для постоянной времени поля вихревых токов:

$$T_{v, \mu} = \frac{\mu_0 \mu_r}{\pi^2 \rho} \cdot \frac{1}{(v/a)^2 + (\mu/b)^2}. \quad (302)$$

Выражение для индукции в массивной стали при внезапном отключении цепи возбуждения

$$B = \sum_{v, \mu} B_{v, \mu} e^{-t/T_{v, \mu}} \cos(v\pi x/a) \cos(\mu\pi y/b). \quad (303)$$

Предположим, что до момента отключения ($t = 0$) имеет место постоянное по величине и направлению поле, индукция которого равна B_0 . Тогда в соответствии с уравнением (303) величины $B_{v, \mu}$ являются амплитудами гармонических, на которые разлагается

исходное прямоугольное поле. На рис. 118 показано разложение такого поля на гармонические на плоскости до $v = 5$. В двухмерном изображении поля дополнительно появляется еще целый ряд гармонических [57]. Амплитуды гармонических равны

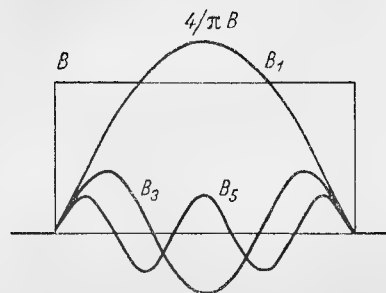


Рис. 118. Разложение прямоугольной волны на основную и высшие гармонические.

$$B_{v, \mu} = \pm \left(\frac{4}{\pi} \right)^2 \frac{B_0}{v\mu}; \quad (304)$$

здесь μ и v — порядки гармонических (для обеих осей). Для первой гармонической $v = \mu = 1$. Амплитуда первой гармонической

$$B_{1,1} = \left(\frac{4}{\pi} \right)^2 B_0; \quad (305)$$

тогда амплитуды высших гармонических

$$B_{v, \mu} = \frac{B_{1,1}}{v\mu}. \quad (306)$$

Поток первой гармонической

$$\Phi_{1,1} = \left(\frac{2}{\pi} \right)^2 B_{1,1} Q = \left(\frac{8}{\pi^3} \right)^2 B_0 Q = 0,66 \Phi_0. \quad (307)$$

Потоки высших гармонических составляют лишь $1/v^2\mu^2$ часть основного потока.

Если на поток первой гармонической приходится 66% суммарного потока, то на потоки высших гармонических $\sum \Phi_{v, \mu} - \Phi_{1,1}$ лишь 34%.

Постоянная времени потока первой гармонической [уравнение (302)]:

$$T_{1,1} = \frac{\mu_0 \mu_r}{\pi^2 \rho} \cdot \frac{ab}{a/b + ba}. \quad (308)$$

Постоянная времени затухания потока высшей гармонической (при $a = b$)

$$\frac{T_{v, \mu}}{T_{1,1}} = \frac{2}{v^2 + \mu^2}. \quad (309)$$

Эта постоянная времени значительно меньше, чем постоянная $T_{1,1}$. При отключении вихревые токи сначала стремятся поддержать первоначальный поток. Из-за различных постоянных времени потоков отдельных гармонических в первую очередь исчезают гармонические поля высших порядков и лишь затем — низшего порядка. Последним затухает поток первой гармонической.

На рис. 119 представлены кривые затухания исходного прямоугольного потока. Из рисунка видно, что через некоторый промежуток времени остается лишь поток первой гармонической; со временем он также затухает с постоянной $T_{1,1}$. Хотя затухание

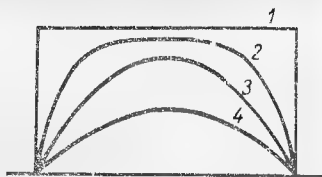


Рис. 119. Затухание поля в массивной стали.

потока каждой гармонической характеризуется своей постоянной времени, приближенно можно пользоваться одной, усредненной постоянной времени T_m , которая характеризует затухание потоков высших гармонических в целом.

Для того чтобы вычислить постоянную T_m , следует учесть постоянную времени каждой гармонической в соответствии с той долей, которую составляет поток этой гармонической в общем потоке высших гармонических ($0,34\Phi_0$). Отнесем эту усредненную постоянную времени всех высших гармонических к постоянной времени первой гармонической; тогда получим:

$$T_m \approx T_{1,1} \sum \frac{\Phi_{v, \mu}}{\Phi_0 - \Phi_{1,1}} \cdot \frac{T_{v, \mu}}{T_{1,1}}. \quad (310)$$

Для практических расчетов достаточно ограничиться лишь гармоническими невысоких порядков, так как доля высших гармонических весьма мала. Результаты расчета усредненной постоянной времени затухания высших гармонических приведены в табл. 17 [55]. Отметим, что $\Phi_{v, \mu} = \Phi_{\mu, v}$. Из таблицы следует, что поля высших гармонических затухают с постоянной времени $T_m \approx 0,1 T_{1,1}$. Поэтому затухание потока в массивном сердечнике после отключения цепи возбуждения можно приближенно вычислять из уравнения

$$\Phi \approx 0,66 \Phi_0 e^{-t/T_{1,1}} + 0,34 \Phi_0 e^{-10t/T_{1,1}}. \quad (311)$$

Таблица 17

Расчет средних постоянных времени T_m для высших гармонических ($a = b$)

v или μ	μ или v	$\frac{2\Phi_{v\mu}}{\Phi_0}$	$\frac{2\Phi_{v\mu}}{\Phi_0 - \Phi_{1,1}}$	$\frac{T_{v\mu}}{T_{1,1}}$	$\frac{2\Phi_{v\mu}}{\Phi_0 - \Phi_{1,1}} \cdot \frac{T_{v\mu}}{T_{1,1}}$
1	3	0,146	0,43	0,200	0,086
1	5	0,052	0,15	0,077	0,012
1	7	0,027	0,08	0,040	0,003
1	9	0,016	0,05	0,024	0,001
					$\sum \approx 0,102$

Для сердечника с узким сечением ($b = \infty$) или для сердечника, у которого образование вихревых токов возможно лишь в одном направлении (b), доля потока первой гармонической и соответственно выражение для его постоянной времени будут иными, чем это следует из уравнения (308) или (311). В данном случае

поток первой гармонической равен $8\Phi_0/\pi^2 = 0,81 \Phi_0$, постоянная времени $T_{1,1} = \mu_0 \mu_r a^2 / \pi^2 \rho$.

Если размеры сторон a и b значительно отличаются друг от друга, то постоянная времени потока первой гармонической $T_{1,1}$ уменьшается, а усредненная постоянная времени высших гармонических T_m практически меняется мало. Однако по отношению к постоянной времени первой гармонической ее величина растет. Например, при $a/b = 5$ постоянная $T_{1,1}$ составляет 0,385 от величины $T_{1,1}$, вычисленной при $a/b = 1$, а постоянная T_m — соответственно 0,9. Отношение постоянных времени $T_m/T_{1,1} = 0,25$.

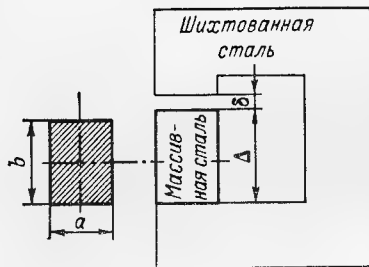


Рис. 120. Магнит с массивным сердечником.

Из практики известно, что часто процесс затухания высших гармонических протекает медленнее, чем это следует из приведенных выше выражений, что особенно относится к турбогенераторам с массивным ротором. По опытным данным установлено, что отношение постоянных времени для турбогенераторов составляет $T_m/T_{1,1} \approx 0,3 \div 0,05$. Такое различие между опытными и расчетными данными до сих пор не нашло достаточного обоснования.

Рассмотрим еще один пример. Вычислим постоянную времени для сердечника: $a = 0,1$ м; $b = 0,3$ м; $\mu_r = 2000$; $\Delta = 0,2$ м; $\rho = 0,15 \cdot 10^{-6}$ ом. Из уравнения (308) получаем:

$$T_{1,1} = \frac{0,4\pi \cdot 10^{-6} \cdot 2000}{\pi^2 \cdot 0,15 \cdot 10^{-6}} \cdot \frac{0,1 \cdot 0,3}{0,1/0,3 + 0,3/0,1} = 15 \text{ сек.}$$

Это очень большая величина; такой результат получился потому, что мы рассматривали магнитную цепь, в которой воздушный зазор отсутствует. Индуктивность такой цепи достаточно велика.

Практически в магнитной цепи всегда есть зазор; влияние его на переходные процессы очень велико, так как в зазоре сосредоточено большое количество энергии. Рассмотрим магнитную цепь, в которой имеется массивный сердечник длиной Δ и воздушный зазор δ (рис. 120). Остальные элементы магнитной цепи рассматривать не будем, так как они набраны из листовой стали. Уравнение (267) справедливо также и для магнитной цепи с зазором, однако уравнения (268) и (269) надо дополнить, так как величина потока здесь определяется зазором δ .

Используем закон полного тока; учитывая, что напряженность поля в зазоре $H_L = \mu_r H$, получим:

$$\Delta S_x dy = \delta dH_L = \delta \mu_r dH; \quad (312)$$

отсюда следует:

$$S_x = \frac{\delta \mu_r}{\Delta} \cdot \frac{\partial H}{\partial y} = \frac{\delta}{\Delta} \cdot \frac{\partial H_L}{\partial y}. \quad (313)$$

В общем случае под δ следует понимать эквивалентный зазор, который состоит из действительного зазора δ и фиктивного Δ/μ_r , учитывающего магнитное сопротивление сердечника, т. е. $\delta = \delta_0 + \Delta/\mu_r$. При отсутствии действительного зазора $\delta = \Delta/\mu_r$, тогда уравнение (313) совпадает с уравнением (268).

Аналогично получаем:

$$S_y = - \frac{\delta}{\Delta} \cdot \frac{\partial H}{\partial x}. \quad (314)$$

Уравнение (270) в правой части должно быть дополнено отношением δ/Δ ; кроме того, магнитную проницаемость μ следует принять равной μ_0 . Решением этого уравнения также является выражение (303); разница состоит лишь в том, что постоянная времени здесь вычисляется из соотношения

$$T_{v, \mu} = \frac{\Delta \mu_0}{\pi^2 \rho \delta} \cdot \frac{1}{(v/a)^2 + (\mu/b)^2}. \quad (315)$$

Уравнение (308) также следует дополнить отношением δ/Δ . Доля высших гармонических в общем магнитном потоке остается здесь той же, и усредненная постоянная времени этих гармонических равна $T_m \approx 0,1 T_{1,1}$.

Продолжим рассмотренный выше пример. Пусть при $a = 0,1$ м, $b = 0,3$ м зазор $\delta = 0,001$ м, $\Delta = 0,2$ м; тогда постоянная времени для первой гармонической

$$T_{1,1} = 15 \cdot \frac{0,2}{0,001 \cdot 2000} = 1,5 \text{ сек.}$$

Таким образом, при наличии зазора в магнитной цепи постоянная времени значительно меньше, чем при его отсутствии. Если же, как это часто имеет место на практике, сечение для потока в зазоре больше, чем в массивном сердечнике, например в b_l/b_k раз, то это с точки зрения переходного режима равносильно такому случаю, как будто зазор стал меньше в b_k/b_l раз; тогда постоянная времени

$$T_{v, \mu} = \frac{\Delta \mu_0 b_l}{\pi^2 \rho \delta b_k} \cdot \frac{1}{(v/a)^2 + (\mu/b)^2}. \quad (316)$$

Исходя из описанного выше процесса восстановления или затухания магнитного потока в массивном сердечнике, можно рассчитать перенапряжение, возникающее в катушке возбуждения.

Как известно, перенапряжение в катушках с шихтованным сердечником определяется только временем горения дуги и поэтому может достигнуть очень высоких значений. Иначе обстоит дело в катушках с массивным сердечником. В результате возникновения в сердечнике вихревых токов процесс затухания потока замедляется, даже если время горения дуги бесконечно мало; тем самым ограничиваются перенапряжения в обмотке в переходном режиме. Напряжение в обмотке после отключения

$$e_1 = - \frac{d\Phi}{dt} = 0,66 \frac{\Phi_0}{T_{1,1}} e^{-t/T_{1,1}} + 0,34 \frac{\Phi_0}{T_m} e^{-t/T_m}. \quad (317)$$

Наибольшее напряжение получается при

$$e_{1, \max} = \left(\frac{0,66}{T_{1,1}} + \frac{0,34}{T_m} \right) \Phi_0. \quad (318)$$

Первое слагаемое этого выражения соответствует основной гармонической потока, второе — высшим. При $T_m \approx 0,1 T_{1,1}$ второе слагаемое становится в пять раз больше первого. Для рассмотренного выше примера при индукции $1,5 \text{ вб/м}^2$ получим:

$$e_{1, \max} = 1,5 \cdot 0,3 \left(\frac{0,66}{1,5} + \frac{0,34}{0,15} \right) = 0,02 + 0,10 [\text{в}].$$

6. ПОЛЕ В РАВНОМЕРНОМ ВОЗДУШНОМ ЗАЗОРЕ

а) Кривая поля одной катушки

Поле, возникающее в зазоре машин, определяется намагничивающей силой и магнитным сопротивлением. Это сопротивление зависит главным образом от величины воздушного зазора. Влияние активной стали, а также пазов значительно меньше. Рассмотрим подробнее вопрос о расчете намагничивающей силы. Примем, что магнитное сопротивление определяется одним лишь воздуш-

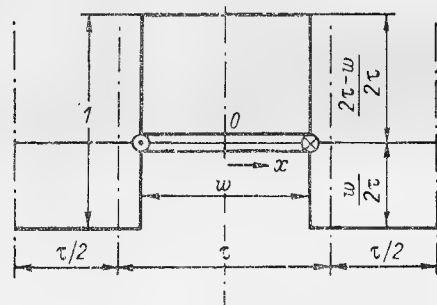


Рис. 121. Н. с. катушки.

ным зазором, причем этот зазор одинаков вдоль всей окружности якоря. Назовем разность магнитных потенциалов между внешней поверхностью ротора и внутренней поверхностью статора в произвольной точке x на поверхности якоря эквивалентной намагничивающей силой, а соответствующую кривую — кривой распределения намагничивающей силы. Очевидно [65], что кривая распределения намагничивающей силы равна неопределенному интегралу от линейной нагрузки вдоль поверхности якоря. Постоянная интегрирования определяется из условия, что не может быть потока только одной полярности, т. е. что положительная и отрицательная площади кривой намагничивающей силы равны.

Рассмотрим элементарную катушку с числом витков w ; пусть ток в каждом ее витке равен i ; примем также, что весь ток сосредоточен в точках A и B (рис. 121).

Для кривой распределения намагничивающей силы можно получить следующее выражение:

$$f(x) = \frac{2}{\pi} w i \sum \frac{1}{v} \sin v \frac{\pi}{2} \cdot \frac{W}{\tau} \cos v \frac{\pi x}{\tau}; \quad (319)$$

здесь W — ширина катушки (шаг); τ — полюсное деление; v — порядок гармонической (причем $v = 1, 2, 3, \dots$). Уравнение (319) получается из разложения на гармонические намагничивающей силы поля прямоугольной формы [25]. Здесь его вывод не приводится. Из этого уравнения следует, что кривая распределения намагничивающей силы выражается рядом косинусов с амплитудами, уменьшающимися по мере роста их порядка. На рис. 121 начало координат совмещено с серединой катушки, поэтому ряд состоит из косинусов. При ином выборе начала координат в ряд для $f(x)$ будут входить также синусоиды.

Наиболее часто самой большой является гармоническая с $v = 1$, ее называют основной. Другие гармонические с порядковым номером $v > 1$ называются высшими. Величина амплитуды гармонической определяется ее порядком v , а также коэффициентом $\sin v \frac{W}{2\tau}$; он называется коэффициентом сокращения, так как существенно зависит от отношения ширины катушки (шага) W к полюсному делению τ . Для этого коэффициента можно записать выражение

$$\zeta'_v = \sin v \frac{\pi}{2} \cdot \frac{W}{\tau} = \sin v \frac{\pi}{2} \cos v \frac{\pi}{2} \cdot \frac{\tau - W}{\tau} - \cos v \frac{\pi}{2} \sin v \frac{\pi}{2} \cdot \frac{\tau - W}{\tau}. \quad (320)$$

При четном v обращается в нуль первый член, при нечетном v — второй. У катушки с диаметральной шагом ($W = \tau$) обращаются в нуль все четные гармонические, так как для них $\zeta'_v = 0$.

Коэффициент сокращения шага для гармонических определенного порядка может быть равен нулю. Следовательно, выбором соответствующего шага катушки можно значительно ослабить некоторые гармонические поля или вообще свести их величину к нулю. Обмотка с сокращенным шагом особенно часто используется в машинах с двухслойной обмоткой. Для такой обмотки обычно принимают шаг катушки $W = \frac{5}{6} \tau$. Тем самым ослабляются пятая и седьмая гармонические; для уничтожения третьей гармонической выбирают шаг $W = \frac{2}{3} \tau$. Однако этим мероприятием нельзя ослабить так называемые зубцовые гармонические.

Для того чтобы по возможности ослабить зубцовые гармонические, делают скос пазов: пазы ротора располагают под некоторым углом к пазам статора. Следует отметить, что для ослабления пазовых гармонических важен взаимный скос пазов; поэтому, вообще говоря, безразлично, где этот скос будет осуществлен — на роторе или на статоре; с точки зрения технологичности изготовления обычно его делают на роторе. Благодаря скосу пазов поле, образованное первичной обмоткой, будет вызывать во вторичной обмотке меньшую э. д. с. Это уменьшение э. д. с. можно учесть

коэффициентом скоса. Выражение для него (аналогично коэффициенту распределения) записывается так (рис. 122):

$$\chi_v = \frac{\sin \nu \pi p b / N \tau_z}{\nu \pi p b N / \tau_z}, \quad (321)$$

где τ_z — пазовое деление; N — число пазов; b — величина скоса.

Коэффициент скоса должен приниматься во внимание только при взаимодействии катушек со скосом и без скоса пазов. В этом случае обмоточный коэффициент катушки

$$\zeta_v = \zeta'_v \chi_v. \quad (322)$$

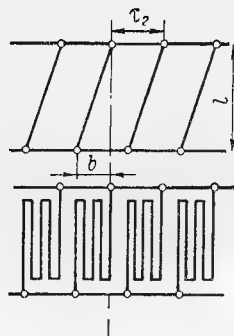


Рис. 122. К выводу уравнения (324).

Если же рассматривается поле с точки зрения той катушки, которая возбуждает это поле, то χ следует принять равным единице. Для очень узких пазов и весьма малых зазоров кривая распределения поля совпадает в основном с кривой распределения намагничивающей силы, т. е. кривая поля тоже имеет прямоугольную форму; его амплитуда

$$B_L = \mu_0 f(x) / \delta \quad [\text{вб/м}^2]. \quad (323)$$

Здесь δ — в м, ток — в а.

Практически, однако, открытие паза не является очень малым, и его влияние должно учитываться двумя обстоятельствами; во-первых, полный ток в пазу распределен по ширине паза с приблизительно равномерным, а не сосредоточен на оси паза; во-вторых, зазор под пазами и соответствующее ему магнитное сопротивление больше, что вызывает искажение формы поля в этом месте.

Распределение полного тока по ширине паза легко учесть, если для простоты принять, что индукция изменяется по ширине паза с линейно. Тогда, разложив кривую поля в гармонический ряд, можно получить коэффициент ζ'_{Nv} , учитывающий распределение тока по ширине паза:

$$\zeta'_{Nv} = \frac{\sin \nu \pi s' / 2 \tau_z}{\nu \pi s' / 2 \tau_z}. \quad (324)$$

Расчеты показывают, что предположение о линейном изменении индукции по ширине паза практически достаточно справедливо. В действительности же индукция изменяется по ширине паза по очень сложной кривой. В формуле (324) отрезок s' — фиктивная ширина паза, она равна примерно $1,6 s$, где s — действительная ширина паза.

Сложную картину поля под необмотанными пазами для упрощения также заменим кривой треугольной формы. По Рихтеру (Richter) [65] можно принять основание такого треугольника равным $s' = 1,6 s$, а высоту — $b_N = 2B_0$ [B_0 определяется из

уравнения (213)]. Для полузакрытых пазов $b_N \approx (0,3 \div 0,5) B$, для открытых $b_N \approx (0,5 \div 0,8) B$.

Кривая поля элементарной катушки в зазоре электрической машины с учетом пазов представлена на рис. 123. Разложив в ряд кривую поля симметричной трехфазной обмотки с полным шагом ($W = \tau$), можно получить следующее выражение для амплитуды гармонической ν -го порядка с учетом пазов:

$$B_v = \frac{4}{\nu \pi} B \left[B \zeta'_{Nv} - \frac{2b_N}{\nu \pi s' / 2 \tau} (1 - \cos \nu \pi s' / 2 \tau) \sum_1^{3q/2-1} \sin \nu k \frac{\pi}{3q} \right] = \frac{\zeta_{Nv}}{\pi \nu} B, \quad (325)$$

где ζ_{Nv} — коэффициент, определяемый из уравнения (324).

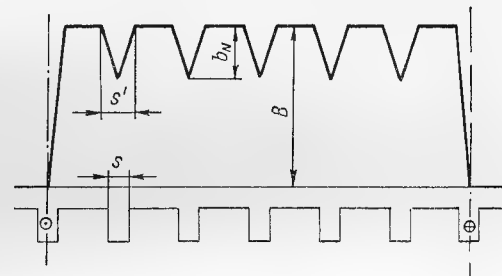


Рис. 123. Поле катушки при учете зубчатости якоря.

Если у последнего члена под знаком суммы порядок гармонической $(3q/2-1)$ — дробное число, то тогда его значение следует разделить пополам. Выражение в квадратных скобках учитывает наличие пазов. Назовем это выражение коэффициентом раскрытия паза и обозначим его ζ_{Nv} . Для пазов и зазора, бесконечно малых по величине, он равен единице; тогда амплитуды высших гармонических определяются простым выражением

$$B_v = \frac{4}{\nu \pi} B. \quad (326)$$

Наличие пазов приводит к уменьшению амплитуды, что и учитывается коэффициентом раскрытия пазов. Хотя для различных гармонических этот коэффициент неодинаков, он всегда меньше единицы. Второй член в квадратных скобках практически можно учитывать при расчетах только основной гармонической ($\nu = 1$) и так называемых зубцовых гармонических порядка $\nu = N(k+1)/p$ (k — целое положительное или отрицательное число), так как для остальных гармонических этот член очень мал. Выражения для суммы основной и зубцовых гармонических равны по абсолютной величине и различаются только

знаком. Для основной и зубцовых гармонических порядка $\nu = |Nk/p| + 1$ выражение для суммы отрицательное, а для зубцовых гармонических порядка $\nu = |Nk/p| - 1$, наоборот, положительное. Так, например, при $q = N/2pm = 2$ гармонические порядка $\nu = 1, 13, 25, \dots$ уменьшаются, а гармонические порядка $\nu = 11, 23, \dots$, наоборот, возрастают.

Уменьшение основной гармонической из-за пазов изучено достаточно глубоко и учитывается обычно в практических расчетах эквивалентным увеличением воздушного зазора посредством введения коэффициента Картера. Меньше до сих пор было известно своеобразное увеличение или уменьшение зубцовых гармонических, связанное с зубчатостью якоря.

В табл. 18 приведены результаты расчета наиболее важных гармонических с учетом и без учета пазов для случая $q = 2$, $\delta/\tau = 0,005$ и $s/\delta = 4$.

Таблица 18

Изменение амплитуд волн индукции вследствие пазового раскрытия для обмоток трехфазного тока с $q = 2$

ν	B_ν при $s/\delta = 0$	B_ν при $s'/\delta = 0,032$	Изменение
1	1,273 B	1,207 B	-5,2%
11	0,1155 B	0,1730 B	+55
13	0,0980 B	0,0275 B	-65
23	0,0552 B	0,1160 B	+134
25	0,0510 B	0,0357 B	-140

6) Кривая поля катушечной группы

Если катушечная группа состоит из S катушек, лежащих рядом в различных пазах, то кривая поля будет ступенчатой; эта кривая симметрична, если катушечные группы находятся друг от друга на равном расстоянии. В общем случае она может быть и не симметричной. При равных токах в отдельных катушках максимум кривой поля будет в s раз больше, чем для одной катушки.

Ступенчатая кривая состоит из равных прямоугольников, сдвинутых относительно друг друга на угол $\varphi = 2\pi p/N$. Следовательно, основные гармонические каждой катушки (т. е. двух пар проводников, расположенных друг от друга на расстоянии W) сдвинуты также на угол φ , а высшие гармонические порядка ν — на угол $\nu\varphi$. Как известно, сумма S косинусов (или синусов), сдвинутых на угол $\nu\varphi$,

$$\sum B_\nu = B_\nu \frac{\sin \nu S\varphi/2}{\sin \nu\varphi/2} = SB_\nu \zeta_{G\nu}. \quad (327)$$

Величину $\zeta_{G\nu}$ называют коэффициентом распределения для ν -й гармонической:

$$\zeta_{G\nu} = \frac{\sin \nu S\varphi/2}{S \sin \nu\varphi/2}. \quad (328)$$

У трехфазных однослойных обмоток с целым числом пазов на полюс и фазу и шестью фазовыми зонами на каждые два полюса $S = q$, а угол $\varphi = 60^\circ/q$. Такие обмотки с целым числом пазов на полюс и фазу могут быть приведены к эквивалентной обмотке, состоящей из катушек с одинаковым шагом, равным полюсному делению ($W = \tau$); для этой обмотки коэффициент сокращения равен единице.

Результирующая индукция поля катушечной группы определяется тремя коэффициентами: сокращения, раскрытия пазов и распределения. Произведение из коэффициентов сокращения и распределения определяет величину э. д. с., индуцированной в катушке, а также, при $\zeta_{N\nu} = 1$, — величину результирующей гармонической индукции; это произведение называется обмоточным коэффициентом:

$$\xi_\nu = \zeta_\nu \zeta_{G\nu}. \quad (329)$$

Для обмотки с целым числом пазов на полюс и фазу и $W = \tau$ коэффициент $\xi_\nu = \zeta_{G\nu}$. Результирующая амплитуда индукции гармонической ν -го порядка катушечной группы в этом случае

$$B_{\nu \text{ res}} = \frac{4SB_\nu}{\pi\nu} \xi_\nu \zeta_{N\nu}. \quad (330)$$

Коэффициент распределения вычисляется из выражения (328) только для положительных сторон катушек однослойной обмотки или для сторон катушек верхнего слоя при двухслойной обмотке. Для того чтобы учесть влияние вторых сторон катушек, надо учесть и коэффициент сокращения шага. Поэтому и вводят понятие обмоточного коэффициента. Он определяется из выражения (329). В большинстве случаев представляет интерес лишь величина коэффициентов обмоточного и сокращения; тогда для гармонических четного и нечетного порядков коэффициент сокращения (320) можно записать:

$$|\zeta_\nu| = \left| \sin \nu \frac{\pi}{2} \cdot \frac{W}{\tau} \right|. \quad (331)$$

Из уравнения (329) следует, что обмоточный коэффициент всегда меньше единицы. Для определенных гармонических он может быть очень мал или даже равен нулю.

Наибольшей по величине из гармонических в кривой поля является гармоническая первого порядка ($\nu = 1$) — основная гармоническая, а также зубцовые гармонические. В процессе преобразования электрической энергии в машине главную роль играет основная гармоническая. Остальные гармонические ($\nu > 1$), называемые высшими, обычно стремятся уменьшить.

Расстояние τ в пространстве между двумя максимумами первой гармонической индукции называют полюсным делением. Очевидно, что в машине всегда должно быть четное число полюсных делений. Если в воздушном зазоре расположено несколько

катушечных групп, то кривая поля содержит несколько волн основной гармонической, т. е. машина имеет большее число полюсов, чем два. Из изложенного ясно, что число полюсов равно числу полюсных делений и также должно быть всегда четным, число пар полюсов в машине обозначают обычно через p . В европейской практике принято вести расчет на пару полюсов, а в США — на один полюс.

Коэффициент распределения для основной гармонической лишь незначительно зависит от q . Поэтому для всех обмоток, встречающихся в практике, можно считать $q = \infty$. Тогда для коэффициента распределения получается очень простое выражение

$$\xi_{G1} = \frac{\sin \pi/2m}{\pi/2m}. \quad (328a)$$

Для обычных обмоток с нормальной шириной фазовой зоны величины коэффициента распределения сведены в табл. 19.

Таблица 19

Коэффициент распределения ξ_{G1}
для различных типов обмотки ($q = \infty$)

Трехфазная обмотка с шириной фазовой зоны 60° (обычные трехфазные двигатели)	$\frac{\sin 30^\circ}{\pi/16} = \frac{3}{\pi} = 0,956$
Двухфазная обмотка с шириной фазовой зоны 90° (двухфазные двигатели или реже однофазные двигатели с вспомогательной обмоткой)	$\frac{\sin 45^\circ}{\pi/4} = \frac{2\sqrt{2}}{\pi} = 0,902$
Однофазная обмотка, обмотано $2/3$ общего числа пазов (однофазные двигатели без вспомогательной обмотки)	$\frac{\sin 60^\circ}{\pi/3} = \frac{3\sqrt{3}}{2\pi} = 0,827$
Однофазная обмотка, обмотаны все пазы (коллекторные двигатели)	$\frac{\sin 90^\circ}{\pi/2} = \frac{2}{\pi} = 0,637$

Для обмоток с дробным числом пазов на полюс и фазу и для других специальных обмоток коэффициент распределения не отличается от вышеприведенных значений. Зубцовые гармонические имеют тот же коэффициент сокращения, что и основная гармоническая. При сокращении шага катушки эти высшие гармонические уменьшаются лишь незначительно.

в) Кривая поля фазы

Выше было показано, что величина отдельных гармонических кривой поля существенно зависит от величины обмоточного коэффициента. Обмоточный коэффициент фазы обмотки определяется, в свою очередь, схемой соединения отдельных групп. Общее выра-

жение для определения результирующего коэффициента может быть записано лишь для ограниченного числа случаев (например, для обмоток, занимающих расширенную фазовую зону). Однако результирующий обмоточный коэффициент всей фазы можно получить путем геометрического сложения обмоточных коэффициентов отдельных катушечных групп.

Для двухслойной обмотки возможно выполнение с расширенной фазовой зоной.

Под ф а з о в о й з о н о й понимают часть окружности якоря, занятой проводниками одной и той же фазы, расположенными рядом. В обычной обмотке с целым числом пазов на полюс и фазу ширина фазовой зоны составляет $360^\circ/2m$ (m — число фаз), т. е. в трехфазной обмотке она равна 60° , а двухфазной 90° . Такая обмотка называется шести- или соответственно четырех-зонной. При использовании катушек с сокращенным шагом зоны под каждым полюсом увеличиваются на одну и ту же величину. Однако встречаются также и обмотки, у которых ширина зоны под одним полюсом увеличена на определенную величину (ρ), а под другим полюсом она на ту же величину уменьшена; это достигается за счет сдвига (ρ) каждой второй катушечной группы или за счет увеличения (или уменьшения) числа катушек в каждой второй группе. Тогда вводят понятие о расширении зоны и понимают под шириной зоны величину $360/2m + 2\rho$ (рис. 124). Здесь э. д. с. обмотки (или первой гармонической индукции) существенно зависит от коэффициента зоны ξ_{zv} .

В двухслойной обмотке одновременно можно осуществить и укорочение шага катушки и расширение зоны. Оба эти мероприятия приводят к одним и тем же результатам, поэтому их не рекомендуют смешивать друг с другом. Обмотка с расширенной зоной отличается внешне от обмотки с сокращением шага тем, что ее зоны несимметричны по ширине. Если расширить зону трехфазной обмотки до $\rho = 60^\circ$, то получим снова симметричные зоны шириной 120° ; эту обмотку называют т р е х з о н н о й; она применяется в машинах с переключением числа полюсов. Обмоточный коэффициент для обмотки с сокращенным шагом и расширенной зоной равен

$$\xi_v = \xi_v \xi_{Gv} \xi_{zv}. \quad (332)$$

Для того чтобы определить коэффициент зоны, рассмотрим распределение проводников обмотки под одним полюсом, как показано на рис. 124 для распределенной обмотки (без пазов, $q = \infty$). Проводники сверху относятся к одной катушечной группе, а снизу —

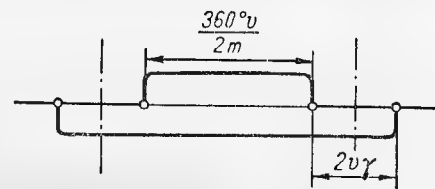


Рис. 124. К выводу коэффициента зоны.

к другой. Э. д. с. в двух проводниках, расположенных друг под другом в различных группах, складываются геометрически:

$$1 - e^{j180\nu} = 2 \sin \nu \pi / 2. \quad (333)$$

Такое суммирование распространяется на угол $2\pi\nu/2m - 2\nu\rho$ и дает следующий результат:

$$e' = 2 \frac{m}{\pi\nu} \left(\frac{\pi\nu}{m} - 2\nu\rho \right) \frac{\sin(\pi\nu/2m - \nu\rho)}{\pi\nu/2m - \nu\rho} \sin \nu \frac{\pi}{2}. \quad (334)$$

На двух других отрезках $2\nu\rho$ имеются проводники лишь одной группы. Сумма э. д. с. этих проводников равна

$$e'' = 2 \cdot 2\nu\rho \frac{m}{\pi\nu} \frac{\sin \nu\rho}{\nu\rho} \cos \frac{\pi\nu}{2m}. \quad (335)$$

Полная э. д. с. во всех проводниках является суммой (334) и (335). После некоторых преобразований получим:

$$e = 2 \frac{\sin \pi\nu/2m}{\pi\nu/2m} \left[\sin \pi\nu/2 \cos \nu\rho + \right. \\ \left. + 2 \frac{2m}{\pi\nu} \cos \frac{\pi\nu}{2m} (1 - \sin \pi\nu/2) \sin \nu\rho \right], \quad (336)$$

или, вводя коэффициент распределения $\zeta_{G\nu} = \frac{\sin \pi\nu/2m}{\pi\nu/2m}$:

$$e = 2\zeta_{G\nu} [\sin \pi\nu/2 \cos \nu\rho + \operatorname{ctg} \pi\nu/2m (1 - \sin \pi\nu/2) \sin \nu\rho]; \quad (336a)$$

следовательно, коэффициент зоны

$$\zeta_{Z\nu} = \sin \pi\nu/2 \cos \nu\rho + \operatorname{ctg} \pi\nu/2m (1 - \sin \pi\nu/2) \sin \nu\rho. \quad (337)$$

Для четных гармонических первый член уравнения (337) всегда равен нулю, второй же определяет величину коэффициента зоны. Если ширина зоны нормальная ($\rho = 0$), то второй член также равен нулю. Все высшие гармонические четного порядка исчезают из кривой поля. Для нечетных гармоник первый член играет существенную роль, тогда как второй член для таких гармоник равен нулю.

Для малых двигателей или двигателей с переключением числа полюсов по экономическим соображениям применяется обмотка с дробным числом пазов на полюс и фазу. Известно, что при применении этих обмоток возникают не только высшие, но и низшие гармонические. Рассмотрим для примера однослойную обмотку с дробным числом пазов на полюс и фазу $q = k + 1/2$ (где k — целое число). Такие обмотки часто используются на практике. Они выполняются двухъярусными, причем фазовые группы содержат попеременно $k + 1$ и $k - 1$ катушек. Если для этой обмотки образовать звезду пазовых э. д. с. для гармонических порядка $\nu = 1/2$ и сложить векторы, принадлежащие к одной фазе, то все векторы э. д. с., кроме двух, взаимно уничтожатся. Оба эти вектора сдвигу

нуты относительно друг друга на 120° , и их сумма равна единице. Обмоточный коэффициент для этой низшей гармонической равен

$$\xi_{1/2} = 1/4q. \quad (338) \quad a)$$

Для $q = 1 1/2$ коэффициент $\xi_{1/2} = 0,167$, а для $q = 4 1/2$ он равен $\xi_{1/2} = 0,056$. Направления вращения низшей и основной гармонических противоположны; скорость вращения низшей гармонической в пространстве вдвое больше скорости основной гармонической, а относительно этой основной гармонической — вдвое больше. Другие низшие гармонические в этой обмотке отсутствуют.

Чтобы ослабить низшие гармонические, обмотка выполняется с равными группами, по q катушек в каждой. Внутренняя катушка каждой группы содержит только половину витков; тогда в 3ρ пазах расположены стороны катушек, которые относятся к различным фазам. В этом некоторый недостаток обмотки; но ее преимущество состоит в том, что при ее использовании низшие гармонические полностью сведены к нулю.

Рассмотренное разложение кривой поля на отдельные гармонические справедливо для случая, когда в зазоре существует только поле одной обмотки. В большинстве же случаев в машине имеется несколько обмоток — на статоре и на роторе.

Исследуем вопрос о том, какие высшие гармонические возникают в зазоре при взаимодействии обеих обмоток.

Так как высшие пазовые гармонические играют существенную роль, примем в качестве обмотки, возбуждающей поле, короткозамкнутую обмотку (типа беличьей клетки). На рис. 125, а представлено распределение намагничивающей силы этой обмотки; там же нанесена и ее первая гармоническая. На рис. 125, б изображена кривая проводимости зазора с учетом пазов. На рис. 125, в дана разность между ординатами ступенчатой кривой распределения намагничивающей силы и ее первой гармонической; эта разность характеризует наличие высших гармонических в кривой намагничивающей силы. Кривая поля высших гармонических

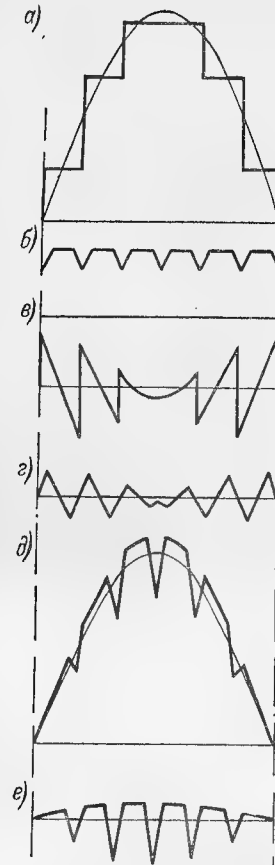


Рис. 125. Кривая н. с. и ее основная гармоническая (а); кривая проводимости зазора (б); разность между действительной кривой н. с. и первой гармонической (в); высшие гармонические кривой в (г); поле с учетом зубчатости и основная гармоническая (д); разность между действительной кривой поля и основной гармонической (е).

(рис. 125, *г*) может быть получена путем перемножения ординат кривых рис. 125, *б* и *в*. Кривая поля на рис. 125, *г* отличается от кривой на рис. 125, *д* только в зоне пазов. Если заменить прямыми действительное распределение поля в данной зоне, то это значительно облегчает разложение кривой поля на гармонические. При замене кривой поля в зоне пазов прямыми задача решается так же, как в случае равномерного зазора и трапецеидального распределения намагничивающей силы отдельных катушек. Такое распределение имеет место для полного тока, сконцентрированного не в одной точке, а распределенного на отрезке (равном пазовому раскрытию). Отдельные гармонические получаются тогда из гармонических ступенчатой кривой путем умножения на коэффициент раскрытия пазов ξ_{Nv} , который вычисляется из уравнения (324). В уравнении (325) этим гармоническим соответствует первый член в скобках.

Поле, образованное основной гармонической намагничивающей силы, показано на рис. 125, *д*. На рис. 125, *е* представлены высшие гармонические, которые возбуждаются основной гармонической намагничивающей силы при наличии открытых пазов. Высшим гармоническим соответствует второй член в уравнении (325).

Если в зазоре одновременно обтекается током вторая обмотка с другим числом пазов, то возникают поля, которые, вообще говоря, аналогичны таковым первой обмотки.

Зубцовые гармонические потока, соответствующие рис. 125, *б*, будут отличаться только другим порядковым номером v . Они пропорциональны собственному току и не зависят от другой обмотки. Эти высшие гармонические, следовательно, образуют поле рассеяния в воздушном зазоре.

Иначе ведут себя высшие гармонические, соответствующие рис. 125, *е*. Они возбуждаются не собственным током одной обмотки, а результирующим током обеих обмоток. В асинхронных машинах, например, они пропорциональны току намагничивания, и их следовало бы учесть в виде некоторой добавки к величине главного реактивного сопротивления, но это дополнительное сопротивление мало, и им обычно в расчетах пренебрегают.

7. НЕСИММЕТРИЯ В МАГНИТНОЙ ЦЕПИ И ЕЕ ПОСЛЕДСТВИЯ

а) Напряжение между концами вала и подшипниковые токи

Магнитные цепи в электрических машинах, строго говоря, нельзя считать абсолютно симметричными. Если возникает несимметрия внутри одной цепи, то эта несимметрия вызывает и в е р с н ы е п о л я. С такими полями мы уже познакомились. Кроме того, в магнитной цепи машины может иметь место несимметрия другого типа, которая приводит к иным последствиям.

Во всех электрических машинах основной поток распределяется по нескольким параллельным путям. В двухполюсных машинах число таких параллельных магнитных ветвей равно двум, в многополюсных машинах их число соответственно больше. Рассмотрим последствия, связанные с несимметрией в указанных параллельных ветвях. Такая несимметрия может быть вызвана, например, эксцентричным положением ротора, наличием стыков в активной стали разъемного статора и т. д.

Несимметрия в магнитной цепи этого типа приводит не только к возникновению радиальных усилий (см. § 2 гл. 17), но и к намагничиванию вала и появлению подшипниковых токов.

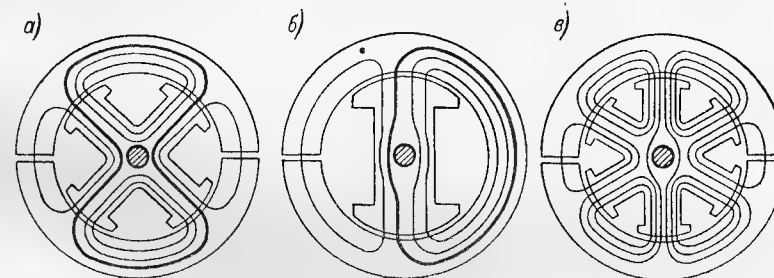


Рис. 126. Подшипниковые токи: *а* и *б* — основной частоты; *в* — токи отсутствуют.

Если поток, проходящий по магнитной цепи, которая состоит из вала, подшипников и фундаментных плит (или обшивки корпуса), является переменным, то он наводит в этих элементах конструкции переменный ток, называемый обычно п о д ш и п н и к о в ы м. Он протекает по указанным деталям и, в частности, проходит через шейки вала и вкладыши подшипников. В результате этого поверхности шеек и вкладышей быстро разрушаются.

Рассмотрим это явление подробнее. На рис. 126, *а* изображена четырехполюсная машина с двумя диаметрально противоположными стыками в статоре. Из-за этих стыков магнитный поток в ярме распределяется неодинаково: через два сечения проходит больший, а через два других сечения — меньший поток. В результате такой несимметрии вал охватывается частью магнитного потока, выделенного на рис. 126, *а* жирной линией. В действительности он значительно меньше, чем это следует из числа магнитных линий на рис. 126, *а*. При вращении ротора через четверть полюсного деления несимметрия исчезает, так как полюсы займут положение точно против стыков. В результате исчезает и частичный поток, охватывающий вал.

При дальнейшем вращении ротора снова появляется поток, охватывающий весь вал, но теперь его направление противоположно. Таким образом, поток, охватывающий ротор, — переменный; он возникает лишь при определенном соотношении чисел

полюсов и стыков. При некоторых других соотношениях чисел полюсов и стыков переменный поток в валу не возникает, хотя потоки в ярме и несимметричны (рис. 126, в).

Отметим, что при эксцентричном положении ротора относительно расточки статора также возникает переменный магнитный поток, охватывающий вал. В этом случае поток пульсирует так, как если бы в ярме статора был один стык (рис. 126, б).

Обозначим через t наибольший общий делитель для числа стыков S и числа пар полюсов p . Поток, охватывающий вал, возникает при условии

$$S/t = \text{нечетное число}; \quad (339a)$$

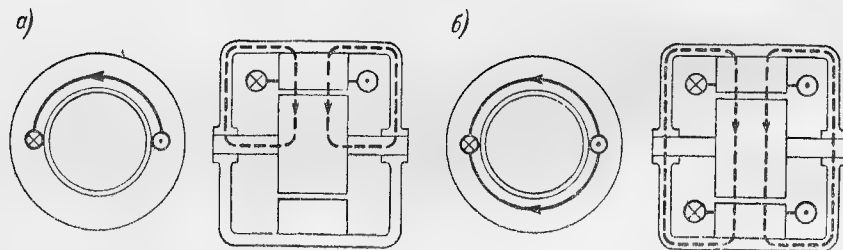


Рис. 127. Катушки якоря: а — с отгибом лобовых соединений в одну сторону (возникновение потока в валу); б — с равномерно распределенными лобовыми соединениями (возникновение потока в корпусе).

при условии

$$S/t = \text{четное число} \quad (339б)$$

поток не возникает, следовательно, в этом случае отсутствуют и подшипниковые токи. Частота подшипниковых токов в соответствии с уравнением (339a) равна

$$f = f_1 S/t. \quad (339в)$$

На рис. 126, а представлен случай, когда $S = p = t = 2$, а на рис. 126, б — $S = p = t = 1$. В обоих случаях возникают подшипниковые токи, частота которых равна частоте тока статора. Подшипниковые токи не могут возникнуть при условии (рис. 126, в): $S = 2$; $p = 3$; $t = 1$; здесь S/t — четное число.

Стыки отдельных сегментов активной стали, собранной вперекрой, и другие отверстия в ней приводят к тем же последствиям, что и несимметрия в магнитной цепи машины с разъемным статором. При наличии стыков в сегментах подшипниковые токи становятся заметными лишь при таких значениях индукции, когда сталь в зоне стыка насыщена (см. § 6 гл. 8); поэтому при малом токе возбуждения подшипниковые токи практически отсутствуют.

Для того чтобы исключить возможность появления подшипниковых токов, следует изолировать подшипник от фундаментной плиты (или от корпуса).

Иной вид несимметрии вызван конструкцией лобовых соединений обмотки. Обычно эти соединения отгибают по обе стороны расточки, как показано для двухполюсной машины на рис. 127. При этом в статоре и активной стали ротора наряду с основным потоком возникает еще и небольшой по величине поток, который замыкается по корпусу и подшипниковым щитам. Этот поток вызывает дополнительные потери, вместе с тем он несколько демпфируется вихревыми токами.

Если статор разъемный, то лобовые соединения отгибают по одну сторону расточки (рис. 127, а). Из-за этих соединений возникает магнитное поле, которое замыкается по валу. Обычно этот поток наводит подшипниковые токи основной частоты [44]. Такой же характер имеет поток, проходящий через вал в машинах постоянного тока, если намагничивающая сила отдельных полюсов неодинакова.

б) Напряжения на валу и подшипниковые токи в турбогенераторах

Если магнитный поток проходит частично или полностью вдоль вала, то при этом возникает электрическое напряжение вдоль всего вала или его части, т. е. между подшипниками или вдоль подшипникового вкладыша. Под действием этого напряжения возникают подшипниковые токи, которые могут идти от одного подшипника к другому или замыкаться внутри одного подшипника. Причины возникновения этих потоков, напряжений и токов различны и заключаются почти всегда в несимметрии магнитной цепи машины, как было указано на рис. 126 и 127. Наибольшее значение имеют эти явления для турбогенераторов.

Если симметричное построение машины в радиальном отношении нарушено, например, неравномерным воздушным зазором или неравномерным распределением обмотки (рис. 127, а и б), то через щиты и вал будет проходить магнитный поток, как указано на рисунках. Смотря по тому, какая комбинация радиальных несимметрий имеет место, можно различать три случая.

1. Статорная обмотка несимметрична, но ротор имеет статический эксцентриситет или же эксцентриситет отсутствует, но обмотка статора несимметрична.

В обоих случаях части вала намагничиваются постоянным потоком (Φ_w на рис. 127, а и б), который имеет по обеим сторонам машины различное направление. Этот осевой поток индуцирует в шейках вала напряжение одного знака и соответственно ток внутри подшипника (рис. 127, в), который проходит через масляную пленку. При шариковых подшипниках эти токи незначительны, а у подшипников скольжения могут достигать заметной величины. Изолирование подшипников не дает желаемых результатов. Токи между подшипниками машины не возникают, так как электрические напряжения в них направлены противоположно.

2. При статическом эксцентриситете и симметричной многофазной статорной обмотке или при вращающемся эксцентриситете и статорной обмотке, питаемой током, содержащим постоянную составляющую, намагничивание вала будет таким же, как и в первом случае, только поток, напряжение и токи будут переменными и их частота в случае двухполюсной машины будет равна частоте сети. Поскольку вал и подшипники массивны, то в них возникают значительные вихревые токи, которые ослабляют магнитный поток. Вихревые токи протекают по поверхности вала. При разъемных вкладышах они могут вызвать некоторый нагрев на их стыках. Ввиду значительного ослабления потока величина токов в подшипниках в этом случае значительно меньше, чем в первом случае.

3. Статорная трехфазная обмотка или обмотка возбуждения на роторе имеет радиальную несимметрию, но эксцентриситет отсутствует ($\varepsilon = 0$). В этом случае несимметричный поток в воздушном зазоре будет вращаться со скоростью ротора. Его поведение в массивных щитах не совсем определено. В тех частях щита, которые удалены от вала, поток будет вращающимся, хотя и значительно ослабленным благодаря вихревым токам. Чем более поток приближается к валу, тем больше он теряет свой вращающийся характер и при входе в вал практически становится постоянным. Переменная составляющая равна примерно 15%. Такой характер потока был подтвержден опытами на модельной машине. Эти опыты показали, что затухание потока в массивных частях значительно и величина входящего в вал потока достигает лишь около 10% теоретического значения (если пренебречь насыщением и затуханием).

Помимо радиальной несимметрии, может возникнуть аксиальная несимметрия, если лобовые соединения статорной или роторной обмотки образуют более или менее замкнутую фигуру. Магнитный поток вдоль вала имеет одно и то же направление, напряжения на обоих подшипниках складываются, и, помимо токов внутри подшипника, может протекать ток от одного подшипника через вал и станину к другому. Этот ток устраняется изолированием одного или обоих подшипников. Если поток обмотки неподвижен в пространстве, то напряжение и токи будут постоянными (ср. рис. 127, б). При вращающемся потоке напряжение и токи будут практически постоянными с небольшой переменной составляющей. Поток и токи в этом случае подвергаются сильному ослаблению от вихревых токов и не превосходят 10% их теоретических значений.

Величину электрического напряжения между краями подшипника можно рассчитать по уравнению

$$U_e = f\Phi_w\rho, \quad (339г)$$

если известен магнитный поток несимметрии. Определить последний, однако, довольно трудно, ибо он проходит через массивные части машины и уменьшается как вследствие насыщения, так

и в особенности из-за ослабления вихревыми токами, что учитывается коэффициентом ρ в уравнении (339г).

Величина потока несимметрии на рис. 127, а

$$\Phi_w \approx \theta\varepsilon/\delta_0, \quad (339д)$$

если θ — полный ток; $\varepsilon = (\delta_{\max} - \delta_{\min})/2 (\delta_{\max} + \delta_{\min})$ — относительная величина эксцентриситета и δ_0 — величина симметричного зазора.

Величина потока несимметрии на рис. 127, б

$$\Phi_w \approx \theta_{as}/\delta_0. \quad (339е)$$

Установить предельно допускаемые значения электрического напряжения между краями вкладыша подшипника (U_e) или между концами вала, т. е. между обоими подшипниками (U_w), очень трудно, так как они зависят от толщины и свойств масляной пленки.

Наблюдались случаи, когда электрическое напряжение 6 в между изолированными подшипниками не вызвало пробоя масляной пленки. В других случаях напряжение 1 в вызывало пробой пленки и возникновение токов. При подшипниках скольжения напряжение 0,1 в между краями вкладыша и 0,3 в между подшипниками можно еще рассматривать как безопасное. Для шариковых и роликовых подшипников эти допускаемые напряжения значительно ниже, а именно: 0,075 и 0,1 в.

Значительно более высокие напряжения и токи в валу и подшипниках могут возникнуть при круговом намагничивании ярма статора. Такое намагничивание вызывается различными причинами. Чаще всего, хотя и в небольших размерах, оно вызывается эксцентричным положением ротора. На рис. 127, а показано образование магнитного потока при неравномерном зазоре. Этот поток можно разложить на симметричный Φ_s и на несимметричный Φ_{as} , который замыкается через ярмо. При статическом эксцентриситете и вращающемся симметричном потоке круговой поток будет переменным с частотой сети. Этот поток индуцирует в цепи вал — подшипники — станина переменное напряжение и, если подшипники не изолированы, то и токи. Величина электрического напряжения находится довольно просто:

$$U_w = \frac{\varepsilon U}{4\omega_s \xi_s}, \quad (339ж)$$

где U — фазовое напряжение статора; ω_s и ξ_s — число витков статорной обмотки и ее обмоточный коэффициент. Поскольку магнитный поток замыкается в пакете из листовой стали, нельзя ожидать заметного подавления вихревыми токами. На одном турбогенераторе мощностью 60 Мва это напряжение составило 1 в. Уравнение (339ж) при $\varepsilon = 0,03$, $\omega_s \xi_s = 14,7$ и $U = 2160$ в дает:

$$U_w = \frac{0,03 \cdot 2160}{4 \cdot 14,7} = 1,1 \text{ в.}$$

При полном напряжении машины (6100 в) это напряжение будет равно 3,1 в.

Если контактные кольца расположены по обеим сторонам генератора, то образуется один виток, который вызывает круговое намагничивание ярма. Правда, намагничивающий ток сам по себе мал (около 0,2—0,3% полного тока ротора), но зато магнитное сопротивление ярма также незначительно; поэтому круговое намагничивание может достичь заметной величины. При холостом ходе или медленно меняющейся нагрузке этот круговой поток не оказывает никакого влияния на ход машины. Иначе обстоит дело при внезапном коротком замыкании; когда в обмотке возбуждения протекают значительные переменные токи, круговой поток будет переменным и будет поэтому индуцировать между концами вала переменное напряжение значительной величины.

Был проведен опыт однофазного двухполюсного короткого замыкания при напряжении $\bar{U} = 0,355 \bar{U}_N$. При этом напряжение на концах вала достигло 80 в, что соответствует 230 в при коротком замыкании и $\bar{U} = \bar{U}_N$. Такие напряжения могут привести к пробое изоляции подшипника. Рассчитать эти напряжения теоретически возможно, хотя ввиду насыщения стали довольно трудно. Еще труднее определить заранее величину подшипниковых токов, так как сопротивление цепи обычно неизвестно. Однако можно найти величину тока, если машину рассматривать как трансформатор.

В этом случае ток через подшипники будет всегда меньше переменной составляющей тока ротора при внезапном коротком замыкании.

Круговое намагничивание ярма возможно также со стороны статора. Это бывает только в особых аварийных случаях, а при обычном режиме оно невозможно. Наиболее характерен случай замыкания обмотки на землю, если место замыкания лежит не на стороне выводов обмотки, а на противоположной стороне и нулевая точка заземлена. Вокруг ярма образуется виток, по которому протекает значительный ток. Это круговое намагничивание намного сильнее, чем в предыдущем случае.

Если машину рассматривать как трансформатор, то $i_e \leq \tilde{i}_s$, т. е. ток через неизолированные подшипники будет всегда меньше переменной составляющей статорного тока при коротком замыкании. Он измеряется несколькими килоамперами и может вызвать большие повреждения.

Если допустить, что ярмо при круговом намагничивании полностью насыщено и что насыщение наступает при двукратном (по отношению к номинальному) значении индукции, величина напряжения между подшипниками будет:

$$U_w \approx \frac{2 \cdot 0,5 \bar{U}_N}{\omega_s \xi_s} = \frac{\bar{U}_N}{\omega_s \xi_s}.$$

При $\bar{U}_N = 6100$ и $\omega_s \xi_s = 14,7$ получается $U_w \approx 415$ в; это — значительное напряжение, которое может пробить изоляцию подшипников. Подобное явление может иметь место у генератора с двойной статорной обмоткой, если выводы сделаны, как обычно, по обеим сторонам машины.

Рассмотренные случаи кругового намагничивания ярма наблюдались в практике и приводили к большим повреждениям машин.

в) Токи в подшипниках от посторонних причин

Намагничивание вала и возникновение электрических напряжений и токов в подшипниках могут быть вызваны не только несимметрией в генераторе, но и совершенно посторонними причинами. При сборке генератора и турбины часто применяют сварку постоянным током. Токоподводящие провода могут при этом случайно образовать контур вокруг вала или иной части машины и намагнитить ее. Остаточный магнетизм вполне достаточен, чтобы вызвать значительные напряжения на валу и большие токи в подшипниках, на валу и в других частях. При некоторых условиях (особое расположение контактов в подшипниках или в других частях машины) возникает самовозбуждение и подшипниковые токи возрастают до очень больших величин. Это явление было доказано на опытах.

ГЛАВА ПЯТАЯ

ПОЛЯ ВЫСШИХ ГАРМОНИЧЕСКИХ

1. ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Поле в электрической машине не является чисто синусоидальным. Если даже придать полюсу особую форму и выбрать обмотку специального типа, то и в этом случае распределение поля может в той или иной степени лишь приближаться к синусоидальному. Наряду с основным полем, частота которого соответствует выбранному числу полюсов машины, возникает еще целый ряд высших гармонических, которым соответствует большее число полюсов.

Поля высших гармонических, образованные при протекании по обмотке постоянного тока, неподвижны относительно нее и вращаются в пространстве с той же скоростью, что и сама обмотка. В синхронных машинах с обмоткой возбуждения на роторе они вращаются с синхронной скоростью и индуцируют в обмотке статора э. д. с. частотой $f_v = \nu f_1$, где ν — порядок гармонической, f_1 — частота первой гармонической. Иными свойствами обладают высшие гармонические трехфазной обмотки; они будут рассмотрены в § 2 настоящей главы.

Поля высших гармонических в трансформаторах и частично в асинхронных машинах также имеют иной характер. Причиной возникновения полей высших гармонических здесь является особая форма кривой холостого хода. Вопрос о возникновении этих высших гармонических рассмотрен в § 4 гл. 4.

2. ФИКТИВНЫЕ ГАРМОНИЧЕСКИЕ ТРЕХФАЗНОЙ ОБМОТКИ

а) Обмотка статора

Причины возникновения различных высших или низших гармонических в зазоре были рассмотрены в § 5 гл. 4.

Амплитуда и порядок высшей гармонической определяются размерами активной части машины, величиной тока возбуждения и в значительной степени обмоточным коэффициентом. Если, например, для какого-либо порядка ν обмоточный коэффициент равен нулю, то поле этой гармонической отсутствует. Наибольшую роль играют поле основной гармонической и поля зубцовых высших гармонических.

Для m -фазной обмотки амплитуда гармонической индукции в зазоре ν -го порядка в $m/2$ раз больше амплитуды индукции одной фазы. Расчет распределения в зазоре поля однофазной обмотки изложен в § 7, а гл. 2 [см (74)].

В дальнейшем для простоты пренебрежем коэффициентом раскрытия пазов $\xi'_{N\nu}$; тогда для амплитуды ν -й гармонической индукции поля m -фазной обмотки статора можно записать выражение

$$B_{1\nu} = \frac{m_1 \mu_0}{\pi \delta} \sqrt{2} J_1 \frac{\omega_1 \xi_{1\nu}}{\rho \nu}, \quad (340)$$

где J_1 — действующее значение тока в фазе; ω_1 — число витков в фазе.

Поток ν -й гармонической в зазоре равен

$$\Phi_{1\nu} = \frac{2\tau}{\pi \nu} l_i B_{1\nu}, \quad (341)$$

где l_i — идеальная длина активной стали.

Э. д. с. фазы обмотки

$$E_{1\nu} = \frac{4m_1}{\pi} \mu_0 f_1 \frac{\tau l_i}{\rho \delta} \left(\frac{\omega_1 \xi_{1\nu}}{\nu} \right)^2 J_1 = X_{1h\nu} J_1. \quad (342)$$

Из уравнения (342) получаем выражение для главного индуктивного сопротивления для ν -й гармонической, приведенного к обмотке статора:

$$X_{1h\nu} = \frac{4m_1}{\pi} \mu_0 f_1 \frac{\tau l_i}{\rho \delta} \left(\frac{\omega_1 \xi_{1\nu}}{\nu} \right)^2, \quad (343)$$

Вычисление коэффициента раскрытия пазов $\xi_{N1\nu}$ практически необходимо лишь для расчета поля основной гармонической и полей зубцовых гармонических; для остальных полей он приближенно равен единице. Тогда отношение $\delta/\xi'_{N1,1} \approx k_c \delta = \delta'$, т. е. оно равно величине зазора, умноженной на коэффициент Картера. Фиктивным увеличением зазора можно учесть и намагничивающую силу в стали. Для этого в уравнения (340) и (342) часто подставляют фиктивный зазор $\delta = \delta''$, а также $\xi'_{N1\nu} = 1$; зазор δ'' учитывает и коэффициент Картера для основной гармонической, и намагничивающую силу в стали. Это упрощение расчета вполне допустимо для основной гармонической. Однако, если вести такой упрощенный расчет для зубцовых гармонических, то следует учитывать, что здесь $\xi'_{N1\nu} < 1$ и что намагничивающая сила в стали играет меньшую роль.

Скорость гармонических полей в пространстве относительно обмотки статора равна [уравнение (80)]:

$$v_{\nu-1} = v_1/\nu = 2\tau f_1/\nu, \quad (344)$$

где f_1 — частота сети.

Все гармонические, независимо от их порядка, наводят в обмотке статора э. д. с. частотой f_1 , так как уменьшение скорости какой-либо гармонической компенсируется эквивалентным увеличением ее числа полюсов.

Если ротор заторможен, то в обмотке ротора всеми гармоническими индуцируется э. д. с. также частотой f_1 . Однако если ротор вращается со скоростью v_m , то скорость вращения гармонических относительно ротора изменяется; соответственно меняется и частота э. д. с., индуцированной в обмотке ротора. Введем понятие о скольжении. Под с к о л ь ж е н и е м понимают разность скорости вращения ротора и скорости рассматриваемой гармонической поля, отнесенную к скорости вращения ротора.

Для первой гармонической угловая скорость вращения ротора

$$\Omega_m = (1 - s_1) \Omega_1 \text{ и } v_m = (1 - s_1) v_1, \quad (345a \text{ и } б)$$

где Ω_1 — синхронная угловая скорость первой гармонической вращающегося поля и v_1 — синхронная окружная скорость вращения ротора.

Скорость ν -й гармонической поля обмотки статора относительно ротора

$$v_{\nu-2} = v_1 [1/\nu - (1 - s_1)]. \quad (346)$$

Скольжение для основной гармонической вычисляется из уравнения (345). Скольжение ν -й гармонической при той же скорости вращения ротора

$$s_\nu = \frac{v_\nu - (1 - s_1) v_1}{v_\nu} = 1 - (1 - s_1) \nu. \quad (347)$$

При расчете скольжения по этой формуле следует обращать внимание на знак v . Частота тока, индуцированного в обмотке ротора какой-либо гармонической обмотки статора,

$$f_{2v} = f_1 [1 - (1 - s_1) v]. \quad (348)$$

Для заторможенного ротора ($s_1 = 1$) частота тока в обмотке ротора равна частоте сети f_1 ; частота этого тока равна нулю при $1 - s_1 = 1/v$.

Если скорость основной гармонической статора синхронная, то эта частота $f_{2v} = f_1 (1 - v)$. Следует отметить, что две гармонические, порядок которых отличается на два, индуцируют в обмотке ротора э. д. с. одной и той же частоты; например, при $v = -5$ и $v = 7$ частота $f_{2v} = 6f_1$ и $f_{2v} = -6f_1$. Знак минус означает, что э. д. с. индуцирована гармонической, которая вращается в отрицательном направлении.

б) Обмотка ротора

Число гармонических поля обмотки ротора больше, чем обмотки статора. Мы ограничимся лишь наиболее важными из гармонических. Во-первых, рассмотрим гармонические, образованные током первой гармонической ротора. Выше было принято, что индексы при физических величинах означают: первый — принадлежность к обмотке ротора (2) или статора (1), второй — порядок гармонической статора (v) или ротора (μ). Для простоты опустим вторые индексы при токах первой гармонической статора и ротора и будем обозначать эти токи соответственно J_1 и J_2 .

Амплитуда гармонической индукции

$$B_\mu = \frac{m_2 \mu_0}{\pi \delta} \sqrt{2} J_2 \frac{\omega_2 \xi_{2\mu}}{p \mu}. \quad (349)$$

Выражение для частоты основного тока первой гармонической в обмотке ротора с учетом уравнения (345б)

$$f_2 = s_1 f_1. \quad (350)$$

Скорость вращения гармонической поля ротора относительно ротора

$$v_{\mu-2} = \frac{v_{21}}{\mu} = v_1 s_1 / \mu, \quad (351)$$

а относительно статора

$$v_{\mu-1} = v_m + v_{\mu-2} = \frac{v_1}{\mu} [(1 - s_1) \mu + s_1]. \quad (352)$$

Вторая важная группа гармонических поля ротора обусловлена высшими гармоническими поля статора; эти гармонические того же порядка, что и гармонические статора ($v = \mu$), и вращаются с ними с одной скоростью. Каждая такая пара гармонических ротора и статора образует систему, которая совершенно аналогична системе

первых гармонических обмоток ротора и статора асинхронной машины с числом полюсов $2pv$. Ток ротора J_{2v} аналогичен току первой гармонической ротора.

Амплитуда гармонической индукции вычисляется из уравнения, аналогичного (340); в это уравнение должны входить величины, относящиеся к ротору:

$$B_{2v} = \frac{m_2 \mu_0}{\pi \delta} \sqrt{2} J_{2v} \frac{\omega_2 \xi_{2v}}{pv}. \quad (353)$$

Скорость относительно статора и ротора вычисляется соответственно из соотношений (344) и (346). Исходя из выражения (348), можно показать, что частота тока статора, обусловленного этой системой гармонических, равна f_1 , а тока ротора — f_{2v} .

В обычной конструкции беличьей клетки все стержни с обеих сторон замкнуты накоротко кольцами. Эту обмотку можно рассматривать как многофазную с числом фаз $m_2 = N_2/p$, с числом витков $w_2 = p/2$ и обмоточным коэффициентом $\xi_\mu = 1$. В наших исследованиях, изложенных выше, мы исходили из катушки, для которой, с учетом обратного провода, число N_2/p должно быть целым. Практически это условие всегда выполняется, так как число стержней на пару полюсов достаточно велико; кроме того, все стержни ротора соединены с помощью короткозамыкающих колец. Порядок высших гармонических, обусловленных беличьей клеткой, можно получить из уравнения (93); в него надо подставить

$$\mu = k_2 N_2/p + 1. \quad (354)$$

Следовательно, практически речь идет о зубцовых гармонических. Гармонические более низкого порядка, за исключением основной гармонической, не вызваны основным током первой гармонической ротора; они всецело обусловлены гармоническими статора того же порядка.

Необходимо отметить два особых случая.

Во-первых, порядок гармонической статора $v = k_2 N_2/p$ может быть кратным числу стержней ротора на полюс; это означает, что контуром, образованным двумя соседними стержнями и короткозамыкающими кольцами, охватывается целое число волн гармонических. В каждом таком контуре индуцированная э. д. с. равна нулю. Иначе говоря, э. д. с., индуцированная во всех стержнях, одинакова по фазе. Так как обратный провод отсутствует, то ток в стержнях не протекает.

Во-вторых, число фаз в беличьей клетке может быть $N_2/p = u/2$, где u — нечетное целое число. Токи v -й гармонической в соседних стержнях сдвинуты по фазе точно на половину периода. Поэтому здесь возникает не вращающееся, а пульсирующее поле.

Третья группа высших гармонических ротора оказывает влияние лишь на шум машины. К ней относятся гармонические, обусловленные высшими гармоническими тока ротора. Поле статора

ν -го порядка с числом пар полюсов $p\nu$ обуславливает в беличьей клетке возникновение высших гармонических порядка

$$\mu' = k_2 N_2 / p + \nu. \quad (355)$$

Это выражение является общим для вычисления порядка роторных гармонических.

При $\nu = 1$ получаем гармонические от основного поля ротора; они были отнесены к первой группе гармонических и рассмотрены достаточно подробно выше. При $\nu > 1$ получаем гармонические ротора, обусловленные высшими гармоническими статора.

В практике имеют большое значение лишь роторные гармонические, вызванные зубцовыми гармоническими статора. Их порядок

$$\mu' = k_2 N_2 / p + k_1 N_1 / p + 1. \quad (356)$$

Скорость высших гармонических статора относительно ротора вычисляется из уравнения (346). Частоту тока в обмотке ротора можно определить, разделив скорость на длину волны $2\pi/\nu$:

$$f_{2\mu} = f_1 [1 - (1 - s_1) \nu]. \quad (357)$$

Выражение (350) следует рассматривать как особый случай этого уравнения.

Скорость гармонической порядка μ' обмотки ротора относительно самого ротора

$$v_{\mu'-2} = \frac{v_1 f_{2\mu'}}{\mu' f_1} = \frac{v_1}{\mu'} [1 - (1 - s_1) \nu], \quad (358)$$

а относительно статора

$$v_{\mu'-1} = v_{\mu'-2} + (1 - s_1) v_1 = \frac{v_1}{\mu'} [1 + (1 - s_1) (\mu' - \nu)]. \quad (359)$$

Частоту тока, индуцируемого этими полями высших гармонических ротора в обмотке статора, можно получить, если разделить скорость на $2\pi/\mu'$:

$$f_{\mu'-1} = f_1 [1 + (1 - s_1) (\mu' - \nu)]. \quad (360)$$

Амплитуда этой гармонической индукции ротора порядка μ' , с учетом уравнений (349), (362) и (368), равна

$$B_{\mu'} = \frac{m_1 \mu_0}{\pi \delta} \sqrt{2} J_1 \frac{\omega_1 \xi_{1\nu} \xi_{2\mu'}}{p \mu' (1 + \sigma_{2\nu}) \xi_{2\nu}}. \quad (361)$$

в) Схема замещения

В зазоре электрической машины наряду с полем основной гармонической существует также целый ряд полей высших гармонических (см. § 6 гл. 4). Их возникновение связано с тем, что линейная нагрузка не может быть распределена в пространстве строго синусоидально. Во-первых, обмотка разделена на ограниченное

число зон, вследствие чего форма поля лишь в той или иной степени приближается к синусоиду. Поэтому возникают высшие гармонические, амплитуда которых падает с увеличением их порядка. В большинстве случаев учитывают лишь гармонические низшего порядка (до пятой или седьмой включительно). Эти гармонические называются высшими гармоническими обмотки; они имеют место даже при бесконечном числе пазов ($q = \infty$). Во-вторых, высшие гармонические возникают из-за того, что проводники с током сосредоточены в пазах, а не распределены равномерно по окружности; эти гармонические называются зубцовыми; их порядок зависит от числа пазов; амплитуда их значительно больше, чем высших гармонических поля обмотки.

Наличие высших гармонических проявляется в виде дополнительных моментов, в увеличении рассеяния и потерь. Они особенно заметны в короткозамкнутых асинхронных двигателях. Обмоточный коэффициент беличьей клетки для всех высших гармонических весьма велик (практически он равен единице); в результате появляются различные высшие гармонические.

Амплитуда гармонической поля обмотки статора вычисляется из уравнения (340), а амплитуда гармонической поля обмотки ротора, вращающейся в пространстве с той же скоростью, — из уравнения (353). Результирующая амплитуда гармонической в зазоре $\dot{B}_\nu = \dot{B}_{1\nu} + \dot{B}_{2\nu}$. Результирующее поле индуцирует в обмотке ротора э. д. с. $j \sqrt{2} \pi f_2 \omega_2 \xi_{2\nu} \Phi$; частота $f_{2\nu}$ вычисляется из соотношения (348).

Введем понятие тока статора, приведенного к обмотке ротора:

$$J'_{1\nu} = J_1 \frac{m_1 \omega_1 \xi_{1\nu}}{m_2 \omega_2 \xi_{2\nu}}. \quad (362)$$

Индекс у приведенного тока показывает зависимость его от порядка гармонической ν , который входит в выражения обмоточного коэффициента и коэффициента раскрытия пазов; э. д. с. в обмотке ротора, с учетом уравнения (347) для скольжения s_ν , можно записать так:

$$\dot{E}_{2\nu} = j s_\nu \frac{4 \mu_0 \tau l_i}{\pi p \delta} f_1 m_2 \left(\frac{\omega_2 \xi_{2\nu}}{\nu} \right)^2 (J'_{1\nu} + J_{2\nu}). \quad (363)$$

Обозначим главное индуктивное сопротивление ν -й гармонической

$$X_{2h\nu} = X_{2h} \left(\frac{\xi_{2\nu}}{\nu \xi_{2,1}} \right)^2 = \frac{4 \mu_0}{\pi} m_2 f_1 \frac{\tau l_i}{p \delta} \left(\frac{\omega_2 \xi_{2\nu}}{\nu} \right)^2, \quad (364)$$

а реактивное сопротивление рассеяния обмотки ротора

$$X_{2\sigma\nu} = X_{2N\nu} + X_{2S\nu} + X_{2O\nu}. \quad (365)$$

Оба сопротивления отнесены к основной частоте (сети). Сопротивления пазового рассеяния $X_{2N\nu}$ и лобового рассеяния $X_{2S\nu}$ практически не зависят от порядка гармонической. Однако

сопротивление рассеяния в воздушном зазоре зависит от порядка гармонической очень сильно.

Для гармонических высшего порядка сопротивление рассеяния по величине превосходит остальные. В этом случае можно считать $X_{2\sigma v} \approx X_{20v}$.

У машин с беличьей клеткой с большим числом стержней на роторе рассеяние в воздушном зазоре мало; в этом случае пренебрегать рассеянием пазовой и лобовой частей нельзя.

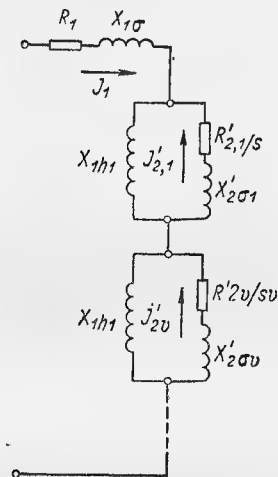


Рис. 128. Схема замещения асинхронной машины (с учетом высших гармонических).

Уравнение э. д. с. для обмотки ротора с учетом соотношений (362) и (366) можно записать так:

$$0 = (R_{2v} + js_v X_{2\sigma v}) j'_{2v} + js_v X_{2hv} (j'_{2v} + j'_{1v}). \quad (367)$$

Из этого выражения определяется ток ротора

$$j'_{2v} = \frac{js_v X_{2hv}}{R_{2v} + js_v (X_{2hv} + X_{2\sigma v})} j'_{1v}. \quad (368)$$

Уравнению для тока ротора соответствует схема замещения обычного асинхронного двигателя, в первичной цепи которого протекает ток j'_{1v} . Все э. д. с., индуктированные высшими гармоническими, имеют частоту, равную частоте сети; эти э. д. с. вместе с э. д. с. основной гармонической суммируются с напряжением сети $\dot{U}_1$.

Схема замещения асинхронной машины может быть представлена в виде последовательного соединения ряда эквивалентных контуров для соответствующих гармонических, включая основную. Такая схема представлена на рис. 128; здесь для простоты показан лишь один контур для высших гармонических; в действительности же число таких последовательно соединенных контуров может быть бесконечно велико. Однако с ростом порядка гармонической роль соответствующего контура падает.

Наличие тока ротора j'_{2v} уменьшает амплитуду высших гармонических поля статора в соответствии с коэффициентом демпфирования

$$\rho_{2v} = \frac{j'_{1v} + j'_{2v}}{j'_{1v}} = \frac{R_2 + js_v X_{2\sigma v}}{R_2 + js_v (X_{2hv} + X_{2\sigma v})}. \quad (369)$$

При скольжении $s_v \approx 0$ коэффициент $\rho_{2v} = 1$. При других скольжениях коэффициент демпфирования практически не изменяется, он равен

$$\rho_{2v} \approx \frac{\sigma_{2v}}{1 + \sigma_{2v}}, \quad (370a)$$

где σ_{2v} — коэффициент рассеяния обмотки ротора:

$$\sigma_{2v} = \frac{X_{2\sigma v}}{X_{2hv}}; \quad (370b)$$

он существенно возрастает с увеличением порядка гармонической; в результате гармонические более высокого порядка демпфируются слабее, чем гармонические низкого порядка.

Для обмотки ротора, обычно используемой на практике, обмоточный коэффициент невелик; поэтому и коэффициент рассеяния обмотки тоже мал. В расчетах коэффициент демпфирования обмотки ротора может быть приближенно принят равным единице; это означает, что высшие гармонические статора не демпфируются обмоткой ротора.

Для короткозамкнутого ротора типа беличьей клетки обмоточный коэффициент $\xi_{2v} = 1$, а коэффициент демпфирования $\rho_{2v} \leq 1$. Для беличьей клетки, обычно используемой на практике, $\rho_{2v} \approx 0,6 \div 0,8$ (см. рис. 260); часто для простоты его тоже принимают равным единице.

3. ВЫСШИЕ ГАРМОНИЧЕСКИЕ ПРИ РАБОТЕ МАШИНЫ ПОД НАГРУЗКОЙ

Частота э. д. с., обусловленной полями высших гармонических, равна частоте сети; эта э. д. с. пропорциональна току основной гармонической. Поэтому высшие гармонические оказывают такое же влияние, как и поля рассеяния. Соответственно реактивные сопротивления контуров высших гармонических в схеме замещения можно отнести к реактивному сопротивлению рассеяния; это сопротивление называется реактивным сопротивлением высших гармонических или реактивным сопротивлением в воздушном зазоре, так как потоки высших гармонических замыкаются в

основном в воздушном зазоре. Расчет этого сопротивления будет рассмотрен в § 6 гл. 13.

У асинхронных машин, а также коллекторных машин переменного тока зазор сравнительно мал. Поэтому при проектировании машин таких типов необходимо учитывать реактивное сопротивление в воздушном зазоре.

Поля высших гармонических образуют дополнительные паразитные вращающие моменты [79—82].

Мы уже отмечали, что поле высшей гармонической ν -го порядка обмотки статора вызывает появление тока в обмотке ротора, который образует соответствующее поле ротора.

Система полей высших гармонических вращается в пространстве с той же скоростью, что и система полей основной гармонической. Токи высших гармонических имеют те же свойства, что и основной. В результате возникает вращающий момент, который по своей природе и свойствам аналогичен вращающему моменту основной гармонической; поэтому он называется асинхронным.

Синхронная скорость ν -й высшей гармонической поля в $1/\nu$ раз меньше скорости основной гармонической [см. уравнение (344)]. При номинальном режиме работы двигателя, т. е. при малых скольжениях, моменты всех высших гармонических противодействуют моменту основной гармонической; в результате в двигателе появляются добавочные потери. В остальном в этом режиме поля высших гармонических не оказывают существенного влияния.

Однако при пуске двигателя моменты высших гармонических играют большую роль. При прохождении через собственную синхронную скорость ν -й гармонической ее момент изменяет свой знак на противоположный; это снижает результирующий вращающий момент, что нежелательно. Иногда при малой скорости вращения, т. е. сразу же после пуска, вращающий момент может быть настолько снижен из-за полей высших гармонических, что двигатель не разворачивается, а застревает на определенной скорости.

Особенно опасны поля высших гармонических, вращающиеся в ту же сторону, что и ротор, у которых синхронная скорость находится в пределах от $n = 0$ до n_n . Эти поля не заметны при неподвижном роторе; они проявляются только при вращении ротора со скоростью примерно n_n/ν . Поэтому дополнительные моменты этих гармонических часто нельзя обнаружить из опытов холостого хода и короткого замыкания. При работе же под нагрузкой может оказаться, что двигатель не пригоден для эксплуатации.

Моменты высших гармонических, вращающихся в сторону, противоположную вращению ротора, также вредны, если производится торможение двигателя противовключением. Кроме того, они значительно ослабляют пусковой вращающий момент, соответствующий основной гармонической. Асинхронные моменты высших гармонических возникают при любом соотношении чисел пазов на роторе и статоре, причем при определенных соотношениях

они могут достигать достаточно больших значений. Более подробно этот вопрос будет рассмотрен ниже.

Ранее указывалось, что дополнительные асинхронные моменты могут оказывать значительное влияние на процесс пуска асинхронных короткозамкнутых двигателей. В двигателях с фазным ротором эти моменты малы. В них вращающий момент основной гармонической может быть увеличен, если необходимо, путем подбора соответствующего пускового сопротивления в цепи ротора. Поэтому влияние моментов высших гармонических на процесс пуска таких машин не столь велико.

Наряду с асинхронными дополнительными моментами в машине могут возникнуть и так называемые синхронные. Как указывает само название, они имеют другой характер. Эти моменты возникают лишь при некотором определенном соотношении чисел пазов ротора и статора; при других же соотношениях чисел пазов они отсутствуют.

При определенном соотношении чисел пазов в асинхронной машине возникают поля высших гармонических ротора и статора, причем эти поля имеют одинаковое число полюсов. При взаимодействии полей образуется пульсирующий момент вращения. Если скорости обеих гармонических при какой-либо скорости ротора одинаковы, то этот момент не изменяется во времени и зависит только от взаимного положения гармонических, как в обычной синхронной машине. В результате взаимодействия обеих гармонических возникает синхронизирующий момент вращения. Он стремится задержать двигатель на этой скорости.

Таким образом, дополнительный синхронный момент можно обнаружить лишь во время работы машины, при подходе к той скорости вращения ротора, при которой он возникает. При достижении этой скорости можно установить как наименьший, так и наибольший результирующие моменты вращения двигателя. При других скоростях вращения синхронный момент не возникает, так как он пульсирует во времени, а средняя величина его равна нулю. По виду кривой вращающего момента машины можно сделать вывод о том, какие моменты от полей высших гармонических возникают при работе машины: синхронные или асинхронные.

Как уже отмечалось, скос пазов является важным средством для снижения дополнительных моментов. При скосе пазов в роторе с беличьей клеткой снижается также и ток в стержнях. Однако опыты показали, что потери в машине не уменьшаются, несмотря на снижение тока в стержнях. Это можно объяснить тем, что из-за скоса значительно снижаются синхронные моменты, а кривые асинхронных дополнительных моментов становятся более плоскими, причем максимум их уменьшается очень мало. В результате скос пазов, как правило, мало влияет и на добавочные потери, а в некоторых случаях эти потери даже растут. Исходя из многочисленных опытов установлено, что если дополнительные

асинхронные моменты имеют достаточно пологую характеристику, то добавочные потери в такой машине больше, чем в машине с более крутой характеристикой асинхронных моментов. Если изолировать стержни беличьей клетки от пакета активной стали, то одновременно снижаются и добавочные потери, и дополнительные асинхронные моменты. Причиной возникновения добавочных потерь при скосе пазов следует считать «поперечные» токи, которые протекают между стержнями по активной стали. Эти токи обусловлены высшими гармоническими обмотки статора [153, 154].

При работе асинхронных машин часто возникают сильные шумы. Они могут быть как механической, так и электромагнитной природы. Механический шум возникает, например, из-за биения вала в подшипниках, небаланса ротора, из-за наличия вентиляционных каналов между пакетами активной стали; однако чаще всего источником механического шума являются вентиляторы. В первом случае частота звуковых колебаний определяется числом дистанционных распорок между пакетами, во втором — числом лопаток вентилятора. Обычно эта частота относительно низка, примерно 200—300 гц. Электромагнитный шум, как правило, имеет гораздо более высокую частоту: 500—1500 гц; поэтому он особенно нежелателен. При работе двигателя под нагрузкой такой шум обычно больше, чем при холостом ходе.

Вибрация активной стали также служит источником шума, причем она практически не зависит от нагрузки и имеет двойную частоту (по отношению к частоте сети). Например, при 50 гц частота вибрации активной стали равна 100 гц. Шумы такой частоты переносятся несколько легче.

Путем отключения двигателя от сети нетрудно установить, является ли шум в машине механическим или электромагнитным. Электромагнитный шум после отключения машины сразу же исчезает, а механический медленно уменьшается в соответствии со снижением скорости вращения.

Асинхронные дополнительные моменты, рассмотренные выше, не могут быть причиной возникновения шума, так как они по величине постоянны, а не пульсируют во времени. Синхронные же дополнительные моменты являются пульсирующими. Эти моменты воздействуют на зубцы и вызывают их вибрацию, вследствие чего они могут быть причиной шума.

Наряду с тангенциальными усилиями в асинхронной машине возникает также целый ряд радиальных. Опыт показывает, что радиальные усилия вызывают наибольшие шумы. Они появляются тогда, когда числа пар полюсов высших гармонических ротора и статора разнятся лишь на малую величину; тогда в результате наложения гармонической низкой частоты на гармоническую более высокой возникают биения.

Рассмотрим сначала случай, когда гармонические порядка μ и ν обусловлены током одной и той же частоты, что, например,

имеет место в заторможенном двигателе. Результирующая индукция

$$b = N \sin(\omega t - \pi \nu x / \tau) + M \sin(\omega t - \pi \mu x / \tau), \quad (371a)$$

где M, N — амплитуды гармонических μ и ν .

После простых геометрических преобразований получаем:

$$b = (M + N) \sin[\omega t - (\nu + \mu) \pi x / 2\tau] \cos(\nu - \mu) \pi x / 2\tau + \\ + (N - M) \cos[\omega t - (\nu + \mu) \pi x / 2\tau] \sin(\nu - \mu) \pi x / 2\tau. \quad (371б)$$

Каждое из обоих слагаемых в уравнении (371б) состоит из произведения двух круговых функций, из которых одна содержит сумму порядков обеих гармонических, а другая — их разность.

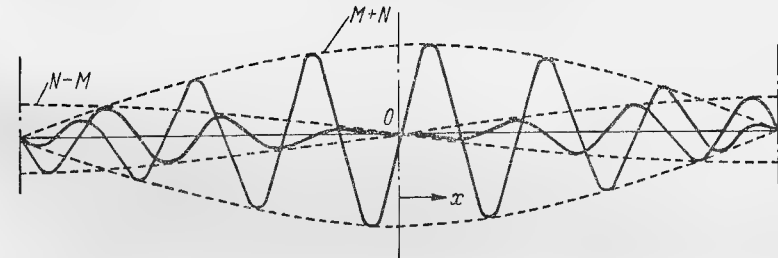


Рис. 129. Обозначения к уравнению (371б).

Рассмотрим следующий пример: пусть $\nu = 7$, $\mu = 6$. Оба слагаемых индукции выражения (371б) представлены на рис. 129. Функция с аргументом $(\nu - \mu) \pi x / 2\tau$ (в данном случае $\pi x / 2\tau$, так как $\nu - \mu = 1$) является огибающей для амплитуд другой функции с большим аргументом. Второй аргумент равен $\omega t - 13\pi x / 2\tau$. Круговая функция данного аргумента представляет собой уравнение бегущей волны. В отличие от этого первая круговая функция является уравнением стоячей волны. Отметим, что радиальные усилия приблизительно пропорциональны квадрату индукции. Таким образом, в данном примере получаем два различных типа радиальных усилий. Одно из усилий равно по величине $(N + M)^2 - (N - M)^2 = 4MN$. Оно одностороннее, и точка приложения его в пространстве неподвижна. Максимум усилий второго типа приложен в нашем примере к 13 точкам по окружности якоря, причем эти точки вращаются относительно якоря. Источником шума являются усилия только второго типа. Частота, с которой деформируется ярмо статора и ротора, равна удвоенной частоте сети, так как скорость вращения гармонической снижается ровно во столько раз, во сколько увеличивается число максимумов и соответственно точек ее приложения по окружности. Из-за малой длины волны такой гармонической деформации ярма статора и ротора незначительны и шум, следовательно, невелик.

Совершенно иные соотношения имеют место в случае, если поля вращаются в противоположные стороны, например, если $\nu = 7$ и $\mu = -6$; тогда аргументы обеих круговых функций равны:

$$\frac{\nu - \mu}{2} \cdot \frac{\pi x}{\tau} = \frac{13}{2} \cdot \frac{\pi x}{\tau}; \quad (372a)$$

$$\omega t - \frac{\nu + \mu}{2} \cdot \frac{\pi x}{\tau} = \omega t - \frac{\pi x}{2\tau}. \quad (372b)$$

Из уравнения (372б) следует, что точка приложения этих односторонних усилий вращается по окружности, что вызывает вибрацию машины. Часто усилия такого типа называют «трясущими».

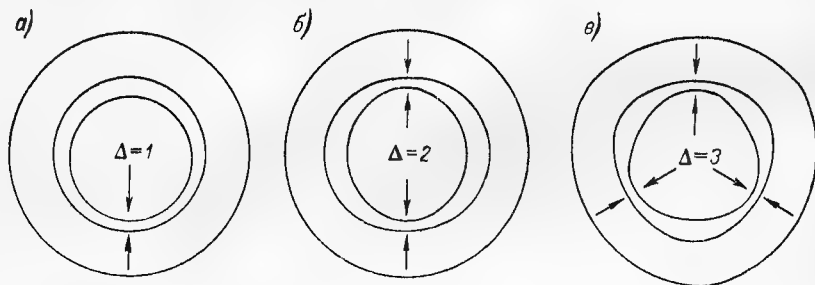


Рис. 130. Радиальные усилия пакетов активной стали и их деформации при $\Delta = 1, 2, 3$.

Деформации статора и вала ротора, обусловленные этими усилиями, могут достигнуть значительных величин и вызвать сильный шум. В рассматриваемом случае — при заторможенном роторе — частоты вибраций статора и вала ротора равны удвоенной частоте сети. При вращении машины, когда частоты токов ротора и статора различны, точки приложения обоих радиальных усилий вращаются по окружности якоря; частота вращения зависит от скорости вращения машины.

Значительные по величине радиальные усилия возникают также при условии

$$p(\nu \pm \mu) = \pm \Delta, \quad (373)$$

где $\Delta = 1, 2, 3, \dots$

Однако эти усилия не односторонни. Они приложены равномерно по окружности якоря в Δ точках (рис. 130). Односторонние усилия обычно вызывают изгиб вала; радиальные же усилия, приложенные в Δ точках яра статора и ротора, стремятся придать яру форму многоугольника с числом сторон Δ . При малых Δ усилия и деформации яра достигают наибольших величин. Как показывают опыты, при $\Delta = 3-4$ еще может возникнуть сильный шум. Радиальные усилия вызывают особенно значительные шумы в явнополюсных машинах, так как высота яра у них обычно меньше.

Выше было получено выражение для расчета гармонической поля ротора порядка μ' , вызванного полем статора ν -го порядка с числом полюсов $p\nu$ [уравнение (355)]. Используя его, получаем частоту радиальных усилий (при $\nu + \mu' = \pm \Delta/p$):

$$f' = [2 + (1 - s) N_2 k_2 / p_2] f_1, \quad (374a)$$

а при $\nu - \mu' = \pm \Delta/p$:

$$f'' = (1 - s) N_2 k_2 f_1 / p. \quad (374b)$$

При заторможенном роторе $f' = 2f_1$, а $f'' = 0$; следовательно, в первом случае частота радиальных усилий равна удвоенной частоте сети, а во втором — точка приложения усилия неподвижна. Тот же самый результат уже был нами получен при исследовании заторможенного двигателя. Если двигатель начинает разгоняться, то величина обеих частот возрастает, но разность между ними остается постоянной: $\Delta = 2f_1$.

Для примера рассмотрим результаты измерения шума двигателя мощностью 4 кВт, 1500 об/мин, $N_1 = 36$, $N_2 = 21/42$. При исследовании были получены частоты: 286, 615, 900, 1050 гц (сильные тона подчеркнуты). Вентилятор двигателя имеет 12 лопаток; отсюда частота шума вентилятора $f_v = 1500 \cdot 0,95 \cdot 12/60 = 285$ гц (при скольжении примерно 5%). Электромагнитный шум, обусловленный радиальными усилиями при $\Delta = 1$ и $\Delta = 2$, составляет:

1. $\nu p = -22$ $\mu p = 23$ $f = (2 + 0,95 \cdot 21/2) \cdot 50 = 600$ гц;
2. $\nu p = 38$ $\mu p = -40$ $f = (2 + 0,95 \cdot 42/2) \cdot 50 = 1100$ гц;
3. $\nu p = -46$ $\mu p = 44$ $f = (2 - 0,95 \cdot 42/2) \cdot 50 = 900$ гц;

Эти величины хорошо совпадают с результатами измерений.

На другом двигателе мощностью 74 кВт, 500 об/мин, $N_1 = 72$, $N_2 = 56/112$ был измерен шум частотой 550 гц. При $\nu p = -66$ и $\mu p = 62$, т. е. при $\Delta = 4$, получаем из расчета $f = (2 + 0,97 \times 56/6) \cdot 50 = 552$ гц (скольжение $s = 3\%$).

У синхронных машин высшие гармонические, вызванные не-синусоидальностью магнитного поля, легко обнаружить в кривой напряжения. По нормам VDE отклонение кривой напряжения генератора от синусоиды не должно превышать в любой точке 5%. Для снижения этих высших гармонических используются специальные конструкции обмотки (с сокращенным шагом и с дробным числом пазов на полюс и фазу); кроме того, с этой же целью полюсному наконечнику придается специальная форма. Пазовые высшие гармонические могут быть снижены за счет скоса пазов или особого расположения полюсов.

Поля высших гармонических вызывают потери в полюсных наконечниках. Эти потери особенно велики, если полюсы массивные. Расчет потерь от полей высших гармонических рассмотрен в § 4 гл. 7.

У коллекторных двигателей переменного тока высшие гармонические индуцируют э. д. с. в секциях, замкнутых через щетки, что может привести к искрению. Поэтому в таких машинах стремятся принять все возможные меры, чтобы уменьшить высшие гармонические.

Высшие гармонические в токе намагничивания трансформатора также нежелательны из-за возможности появления резонанса в сети. Для снижения их применяется особая конструкция сердечника трансформатора, а также специальные демпферные обмотки.

4. ШУМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАШИН

Шум электрических машин состоит из ряда непериодических обертонов. Этим он отличается от звука, под которым подразумевают периодические колебания давления воздуха. Чувствительность человеческого уха является сложной функцией от давления звука p (н/м^2) и частоты колебаний.

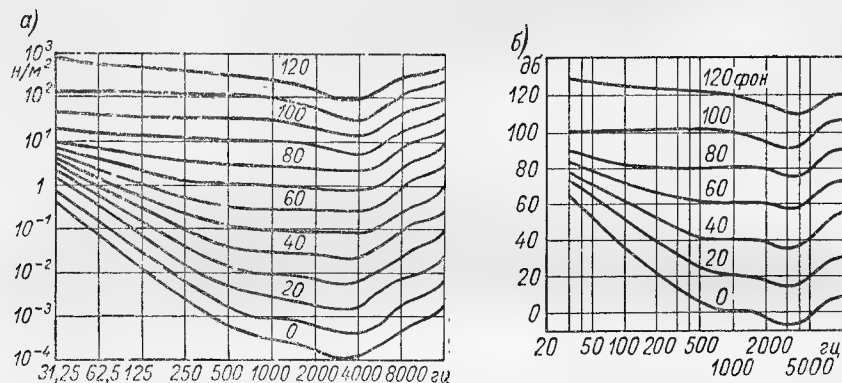


Рис. 131. Кривые порога чувствительности силы звука по Флетчеру и Массону (Fletcher, Musson) (а); зависимость между психологической (в фонах) и физической в децибелах силой звука (б).

На рис. 131 представлены кривые равной физиологической силы звука по Флетчеру (Fletcher) и Массону (Musson). Область чувствительности человеческого уха произвольно разделена на 120 единиц уровня громкости (фон). Кривая для 0 фон является так называемым порогом слышимости, т. е. давлением звука, который еще воспринимается человеческим ухом. Кривая для 120 фон — порог болевого ощущения, или порог чувствительности; выше его давление звука воспринимается с болью.

Звуковое давление, образующееся в непосредственной близости от вибрирующей поверхности, равно

$$p = 174 f y_{\max} [\text{дин/см}^2], \quad (375)$$

где 174 — постоянный коэффициент (для воздуха при нормальных условиях); f — частота; $y_{\max}$ — амплитуда колебаний.

Сила звука изменяется в зависимости от расстояния до источника по общим законам излучения. Например, если источник звука — шар, то при отсутствии отражения сила звука изменяется обратно пропорционально расстоянию до этого шара. Кроме физиологической силы звука, используют еще понятие физической силы звука; она определяется из уравнения

$$L = 20 \lg p/p_0 [\text{дб}]. \quad (376)$$

Для частоты 1000 гц и $p_0 = 2 \cdot 10^{-5} \text{ н/м}^2$ величина в децибелах равна величине в фонах. Для других же частот это не имеет места, так как физиологическая сила звука значительно зависит от частоты (рис. 131, а).

Например, для звукового давления $p = 1 \text{ дин/см}^2$ сила звука по формуле (376) равна $L = 70 \text{ дб}$ или при частоте $f = 1000 \text{ гц}$ также 70 фонов.

Зависимость между физиологической и физической силой звука представлена на рис. 131, б.

По кривым на рис. 131, а можно вычислить, что два шума в 70 фонов образуют вместе шум в 73 фона. Если сила звука, характерная для нормальной речи (40 фонов) частотой 1000 гц, снижается до шепота (15 фонов), то звуковое давление уменьшается в 20 раз. Поэтому, если необходимо уменьшить шум машины, должны быть приняты радикальные меры.

Беспокойство, вызванное звуком, необязательно связано с силой звука. Наибольшее беспокойство вызывают частоты от 1000 до 6000 гц. Влияние шума машины сильно зависит от аэродинамического шума. Машину считают абсолютно шумной, если ее шум на 6 фонов выше, чем сила пространственного шума; если же ее шум на 20 фонов ниже, чем пространственный, то ее можно считать практически бесшумной.

Причины шума машин были рассмотрены выше. Хотя сила звука пропорциональна возмущающим силам, она не определяется исключительно ими. Электрические машины хорошо излучают звук; они излучают его тем лучше, чем больше отношение периметра машины к длине волны звука, а также чем ниже — в определенных пределах — порядок акустического луча.

На рис. 132 дана относительная мощность излучения шарообразного источника для различных порядков (т. е. числа зон лучей)

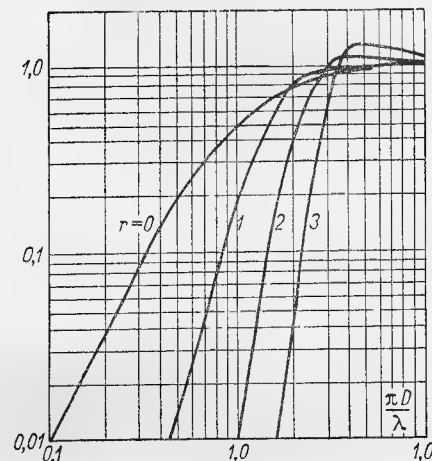


Рис. 132. Относительная мощность излучения шарового излучателя для различных порядковых номеров [84]

$$\frac{\text{Длина окружности}}{\text{Длина волны}} = \frac{\pi D}{\lambda}.$$

по Иордану (Jordan). Если диаметр машины увеличивается при том же числе пазов, т. е. той же длине волны звука, то сначала порядок $r = 1$ становится опасным. При $r = 1$ машина ведет себя как вибрирующее тело; это имеет место при действии вибрирующих усилий ($\Delta = 1$). Практически малые машины особенно чувствительны при воздействии вибрирующих усилий и меньше — радиальных, которые образуют более высокое число зон лучей ($\Delta > 1$). Однако чем больше диаметр машины, тем больше влияние более высоких чисел зон. Средние машины уже сильно реагируют на $\Delta = 2$ ($r = 2$), а крупные — на $\Delta = 3 \div 5$ ($r = 3 \div 5$). Поэтому результаты, полученные на малых машинах, нельзя переносить на крупные машины.

Среди шумов механического происхождения воздушный шум выражен наиболее сильно. Он распространяется благодаря воздушному звуку и особенно проявляется при работе крупных и высокооборотных машин. Шумы электромагнитного происхождения распространяются как по воздуху, так и по фундаменту. Поэтому при установке машины на фундамент его качество имеет большое значение.

Амплитуды колебаний различных элементов машины зависят от моментов сопротивлений этих элементов и усилий, воздействующих на них. Ярмо более крупных размеров и более жесткая конструкция машины снижают колебания. Однако наиболее опасен резонанс собственных и вынужденных колебаний. Каждый элемент машины может иметь несколько частот свободных колебаний, так что при колебаниях легко достичь резонанса с одной из них. Это можно наблюдать, например, при пуске двигателя, если частота колебаний записывается с помощью какого-либо прибора. В таких случаях всегда частота изменяется в широких пределах. Следовательно, задача по конструированию двигателя, бесшумного в течение всего периода пуска, весьма сложна. Она может быть решена только путем увеличения жесткости двигателя.

Частоту собственных колебаний определяют осциллографированием колебаний при испытании на копре. Для контроля шума и его анализа применяются различные приборы, которые часто, к сожалению, весьма сложны. Их приобретение целесообразно лишь при проведении широких исследований.

Расчет шума очень сложен, что объясняется недостаточно точными значениями расчетных деформаций различных элементов машины и частоты их собственных колебаний.

Шум электрической машины определяется измерением полного звукового давления (VDE530/66, § 54). Эти измерения выполняются при применении оценочной кривой А измерителя звукового уровня в соответствии с публикацией МЭК123-1961 и даются в $дБ$ (А), отнесенных к $2 \cdot 10^{-5} \text{ н/м}^2$ (исходное звуковое давление). Места измерения должны быть расположены в пространстве на расстоянии 1 м от внешних контуров машины. Число и распределение мест измерения выбираются согласно DIN45632.

Величина шума машины определяется как среднее значение по нормам DIN45632. В случае сравнительно равномерного звукового поля, т. е. когда разница между наибольшим и наименьшим уровнями не превосходит 5 $дБ$ (А), достаточно среднеарифметическое значение измеренных уровней звука. Эта величина может применяться для сравнительной оценки машин, не особенно сильно отличающихся друг от друга. Для сравнения шума машин различных величин и форм нужно определить эквивалентный радиус мест измерений. Последний находится как радиус окружности, длина которой равна соединительной линии всех мест измерений. При этом способе величина шума машины будет пересчитана на единичный радиус ($R = 3 \text{ м}$) в соответствии с DIN45632.

Найденные таким образом величины шума машины не должны превышать значений, приведенных в табл. 20. Исключение составляет шум, который возникает редко и в течение непродолжительного времени, например при включении. Для величин шума, указанных в табл. 20, допускаются отклонения $\pm 3 \text{ дБ}$ (А).

Таблица 20

Допустимая величина шума электрических машин

Номинальная мощность, кВт		Номинальное число оборотов внутри охлаждаемых машин, об/мин				Номинальное число оборотов снаружи охлаждаемых машин, об/мин			
свыше	до	3000	1500	1000	750	3000	1500	1000	750
—	45	85	80	78	75	89	85	80	78
45	132	90	85	82	80	94	90	88	85
132	400	95 *	90	86	83	95 *	93	90	88
400	1250	—	92 *	90 *	88 *	97 *	95 *	93 *	93 *

* Эти нормы не утверждены международными соглашениями.

Если ухо улавливает определенный звуковой шум, то в местах, где измерено среднее значение шума, нужно разложить этот шум в частотные диапазоны достаточной ширины.

Особо выраженный звуковой шум имеет место тогда, когда один из спектров в одной из октав по крайней мере на 5 $дБ$ (А) больше, чем в соседних октавах. Указанная величина действительна без отклонений. Подобные ярко выраженные звуковые шумы недопустимы, если среднее значение шума превышает 80 $дБ$ (А).

МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

1. МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МАТЕРИАЛОВ

Электрический ток, проходящий по проводнику, создает в окружающем пространстве магнитное поле. Напряженность этого поля пропорциональна току в соответствии с законом полного потосцепления, т. е. линейный интеграл магнитной напряженности поля по замкнутой кривой равен полному электрическому току. Поэтому напряженность поля в некоторой точке измеряется в a/m , т. е. в амперах на метр окружности, проходящей через данную точку.

В пространстве, в котором действует магнитная напряженность поля, возникает поток, плотность которого на единицу поверхности характеризуется величиной индукции. Между напряженностью поля и индукцией существует следующая зависимость:

$$B = \mu H. \quad (377)$$

Коэффициент проницаемости μ состоит, в свою очередь, из двух коэффициентов:

$$\mu = \mu_0 \mu_r; \quad (378)$$

μ_0 является коэффициентом проницаемости для безвоздушного пространства и обычно называется абсолютной проницаемостью или коэффициентом проницаемости; μ_r является относительной проницаемостью рассматриваемого материала, которая показывает, как изменяется магнитный поток, если безвоздушное пространство замещается данным материалом.

Если индукция B измеряется в $вб/м^2$, а напряженность поля H в a/m , то $\mu_0 = 0,4\pi \cdot 10^{-6} \text{ ом} \cdot \text{сек}/м$.

В отношении магнитных свойств все материалы могут быть подразделены на три группы.

У диамагнитных материалов относительная проницаемость несколько меньше единицы ($\mu_r < 1$). При равной напряженности поля поток в этих материалах меньше, чем в безвоздушном пространстве.

У парамагнитных материалов, относительная проницаемость которых несколько больше единицы ($\mu_r > 1$), наблюдается очень незначительное усиление поля, по сравнению с безвоздушным пространством.

Для ферромагнитных материалов ($\mu_r \gg 1$) характерно очень большое усиление поля. Кроме железа, к этой группе относятся никель, кобальт, а также многие сплавы, в том числе и сплавы неферромагнитных материалов. Ферромагнитные материалы характеризуются не только очень большим значением

коэффициента μ_r , который для железа достигает 5000, но также тем, что величина μ_r не является для них строго постоянной. Она зависит от напряженности поля и предшествующей обработки материала. Кроме того, ферромагнитные свойства исчезают при превышении определенной температуры, так называемой точки Кюри (для железа 769°C).

Подвергнем первоначально ненамагниченный железный образец циклическому намагничиванию. Сперва будем постепенно

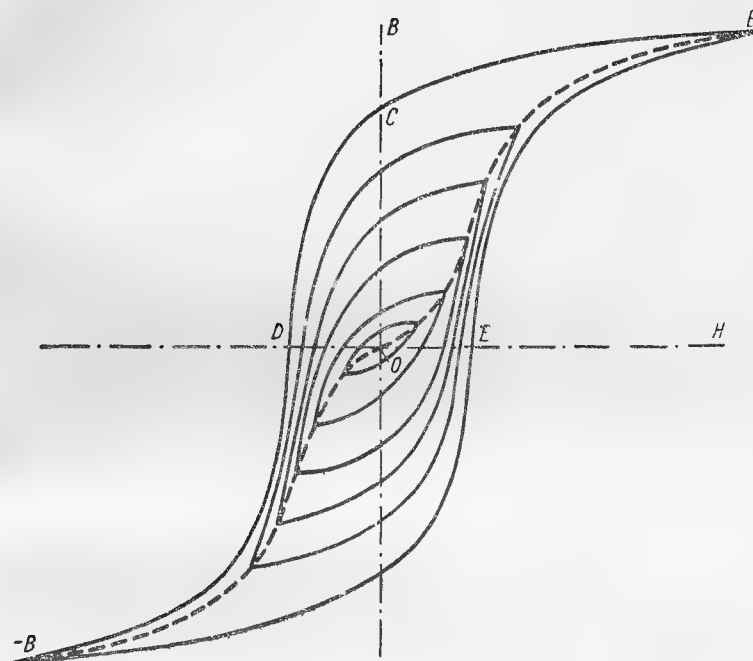


Рис. 133. Петли гистерезиса ферромагнитных материалов при циклическом намагничивании при различных напряженностях поля и построение основной кривой намагничивания.

повышать напряженность поля вплоть до величины H и получим при этом для индукции значения, которые выражаются кривой OB на рис. 133. При малых значениях напряженности поля индукция усиливается медленно, затем следует участок, на котором индукция возрастает очень быстро, и наконец, начиная с определенного значения индукции (или напряженности поля), ее возрастание снова становится незначительным. Материал насыщается. Предел насыщения составляет для чистого железа приблизительно $2,16 \text{ вб}/м^2$, для никеля — примерно $0,6 \text{ вб}/м^2$ и для кобальта — около $1,7 \text{ вб}/м^2$. Исходящая из точки O ветвь кривой, т. е. кривая намагничивания материала, до этого ненамагниченного, называется первоначальной или нулевой кривой

Если постепенно ослаблять напряженность поля, то индукция будет изменяться по кривой BC . В точке C индукция имеет, несмотря на то, что напряженность поля равна нулю, значительную величину B_R (приблизительно равную $B/2$), которую называют остаточным магнетизмом. Чтобы сделать индукцию равной нулю, необходимо создать отрицательную напряженность поля $-H_c$ (точка D). Эту напряженность поля называют коэрцитивной силой. Если будем дальше снижать напряженность поля до величины $-H$, то индукция достигнет значения $-B$.

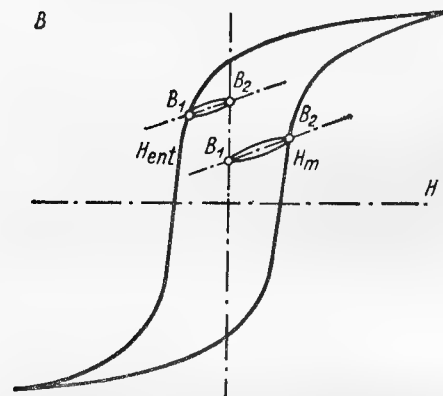


Рис. 134. Петли гистерезиса ферромагнитных материалов при намагничивании в пределах от 0 до H_m или от 0 до $-H_{ent}$.

Если снова повышать напряженность поля с $-H$ до H , то индукция будет изменяться по кривой BEF и опишет замкнутую петлю, которая известна под названием петли гистерезиса. Подвергая ферромагнитный материал циклическому намагничиванию при различных напряженностях поля H_v , которые изменяются только в пределах $\pm H_v$, можно получить семейство петель гистерезиса (рис. 133). Если соединить вершины этих петель кривой (пунктирная кривая на рис. 133), то получается кривая первоначального намагничивания, которую называют также нулевой или основной (коммутационной) кривой намагничивания. Последнее наименование объясняется методом построения этой кривой, которое осуществляется с помощью изменений направления (коммутации) намагничивающего тока. Магнитную проницаемость, которая определяется по этой кривой, называют обратимой проницаемостью.

Если же материал подвергается циклическому намагничиванию в пределах от 0 до H_m или от 0 до $-H_{ent}$, то получаются небольшие петли, как это показано на рис. 134. Индукция изменяется в пределах B_1 и B_2 . Особое практическое значение приобретает случай размагничивания в том виде, в каком он показан на левой стороне рисунка. Когда постоянный магнит с остаточной индукцией B_R подвергается размагничиванию при напряженности поля $-H_{ent}$, то индукция снижается до величины B_2 . Если же размагничивающее действие исчезает, то индукция возрастает не до величины B_R , а до более низкого значения B_1 . При повторном размагничивании индукция изменяется в пределах B_1 и B_2 . Эти величины устойчивы до тех пор, пока напряженность размагничивающего поля не превзойдет величину H_{ent} .

Магнитная цепь машин с постоянными магнитами имеет, как правило, воздушный зазор. Благодаря наличию воздушного зазора небольшая петля гистерезиса становится очень узкой, практически превращаясь в прямую линию. Аналогичная картина наблюдается тогда, когда машина с постоянными магнитами подвергается разборке. Вследствие повышенного магнитного сопротивления индукция в постоянном магните падает до величины B_1 . При последующей сборке машины индукция вновь возрастет до значения B_2 . Машины с постоянными магнитами должны всегда стабилизироваться посредством соответствующего размагничивания.

Эти своеобразные свойства ферромагнитных материалов могут быть объяснены следующим образом. Отдельные микроструктурные блоки, которые лежат в основе структуры твердых металлических тел, состоят из элементарных ячеек (доменов), имеющих устойчиво ориентированную магнитную ось. В ненамагниченном состоянии эти элементарные магниты следуют направлению одной из осей симметрии кристалла. Железо имеет кубическую кристаллическую решетку, а следовательно, три оси симметрии. Элементарные магниты распределяются не только в этих трех направлениях, но они могут иметь также и повернутое на 180° положение. Таким образом получается распределение в шести направлениях. При таком распределении элементарных магнитов материал не может оказывать какого-либо внешнего магнитного воздействия.

Если материал подвергается воздействию магнитного поля, то отдельные элементарные магниты начинают устанавливаться в направлении поля. В начале этого процесса перестановка происходит медленно, так как магниты поворачиваются из своего первоначального положения с некоторой инерцией. Однако при достаточной напряженности поля элементарные магниты начинают перескакивать с первоначальных осей симметрии на оси симметрии решетки. Они приходят в соответствие с направлением поля, т. е. поворачиваются на 90° . При достаточно сильной напряженности поля происходят даже скачки на 180° . Индукция сильно возрастает. На последней стадии элементарные магниты с большим усилием устанавливаются в направлении поля. Эта конечная перестановка вносит уже небольшую долю в общую индукцию. После окончания перестановки материал приходит в насыщенное состояние.

Скачкообразный поворот элементарной группы на 90° , т. е. переход с одной оси симметрии на другую, сопровождается изменением длины. Это явление, которое, впрочем, протекает обратимо, известно под названием магнитострикции. Изменение длины является, правда, очень незначительным — для железа оно составляет максимально $0,002\%$, но все же вызывает при определенных обстоятельствах гудение шихтованных пакетов стали (например, в трансформаторах). При перескакивании элементарных магнитов на 180° магнитострикция не происходит.

Петлеобразная форма кривой гистерезиса обусловлена тем, что при намагничивании приходится преодолевать внутренние напряжения (внутрикристаллические силы). Поэтому элементарные магниты следуют за внешним направляющим полем с некоторым запозданием. Индукция при прохождении одной петли также всегда несколько запаздывает. Работа, необходимая для преодоления сдерживающих усилий, переходит в тепло и вызывает потери. Чем меньше коэрцитивная сила, тем легче происходит перемагничивание элементарных магнитов. Работа, требующаяся для преодоления внутренних сил, также уменьшается.

Форма петли гистерезиса зависит не только от материала, но и в очень большой мере от загрязняющих примесей, внутренних напряжений, направлений кристаллов и элементарных магнитов. Материалы, которые имеют предпочтительное магнитное направление, т. е. те материалы, у которых определенное направление перемещения элементарных магнитов может быть установлено при малейшем намагничивании, называются анизотропными материалами. Материалы без предпочтительного магнитного направления называют изотропными материалами.

На практике различают магнитнотвердые и магнитномягкие материалы. Первые имеют широкую петлю гистерезиса и поэтому большую коэрцитивную силу, они применяются для изготовления постоянных магнитов. Вторые имеют узкую петлю гистерезиса и, следовательно, малую коэрцитивную силу, малые потери и высокую проницаемость; эти материалы применяются главным образом в машинах и трансформаторах.

При наличии различных примесей кристаллическая решетка материала изменяется. Если магнитострикция при этом уменьшается, то материал становится более магнитномягким. Наиболее вредны те примеси, атомы которых вклиниваются в кристаллическую решетку и вызывают тем самым внутренние напряжения. Такими примесями являются углерод, сера и кислород. Внутренние напряжения делают материал значительно более магнитнотвердым. В противоположность этому присадка кремния дает различные преимущества. В первую очередь он раскисляет железо и вызывает образование больших кристаллов, для которых характерны меньшие петли гистерезиса. Кроме того, кремний значительно повышает электрическое сопротивление железа и снижает тем самым потери от вихревых токов. Магнитная проницаемость уменьшается, однако, незначительно. С другой стороны, недостатком при этом является повышение хрупкости, что ограничивает наибольшее содержание кремния приблизительно до 4,5%. Далее, опыт показывает, что при незначительном нагреве приблизительно до 40—50° С хрупкость исчезает, и поэтому перед штамповкой рекомендуется несколько нагревать листы электротехнической стали.

Как при прокатке, так и при штамповке электротехнической стали возникают внутренние напряжения, которые ухудшают ее

магнитные свойства, т. е. ее проницаемость понижается и потери на гистерезис увеличиваются. Для того чтобы устранить внутренние напряжения и улучшить магнитные свойства, электротехническая сталь, как правило, после прокатки отжигается.

В наличии внутренних напряжений можно легко убедиться с помощью простого опыта. Лист разрезается в продольном направлении, после чего обе половины снова складываются. В большинстве случаев они уже не плотно прилегают друг к другу и образуют в середине щель. Листовой материал считается хорошим, если этот зазор меньше 1 мм/м длины листа. При штамповке существующие в листовом материале напряжения частично исчезают, однако по кромкам возникают новые напряжения. Особенно это заметно при штамповке тонких статорных колец большого диаметра в виде единого целого. Такие кольца приобретают сильную выпуклость. Отжиг штампованных деталей по экономическим соображениям и по другим причинам (разрушение изоляционного слоя листового материала) в большинстве случаев не производится.

Кристаллы в листовой стали могут при этом давать (образовывать) две текстуры. Листы с текстурой Госсса имеют одно единственное оптимальное направление (ориентацию), а именно в направлении прокатки. В этом направлении листы имеют наибольшую магнитную проводимость и наименьшие потери на перемагничивание. В других направлениях, особенно в поперечном, госссовская текстура имеет худшие качества. Эта текстура особенно подходит к листам толщиной 0,35 мм и более. Для получения такой текстуры листы прокатываются в холодном состоянии, а затем отжигаются в инертном газе. Эту листовую сталь применяют в больших количествах для трансформаторов, где намагничивание происходит в одном — оптимальном — направлении.

Листы с кубической текстурой имеют два оптимальных направления (ориентации): одно в направлении прокатки, другое — перпендикулярно к нему. Направление с наилучшими магнитными свойствами лежит в диагональной плоскости под углом 45° к направлению прокатки. Кубическая текстура образуется в железо-никелевых сплавах при содержании никеля около 50%. Наиболее благоприятная толщина листов составляет от 0,03 до 0,2 мм. Производство стали с этой текстурой еще нигде не освоено в промышленном масштабе.

Описанная выше электротехническая сталь, содержащая кремний, применяется во всех машинах и трансформаторах. В очень незначительном объеме для специальных целей, как, например, магнитных усилителей, все еще применяется железо-никелевый сплав с содержанием никеля от 36 до 78%. Этот листовый материал относится к магнитномягким материалам. Предел его насыщения довольно низок и составляет от 0,6 до 1,6 вб/м², однако проницаемость при низких индукциях значительно выше, чем у кремне-содержащей листовой стали (рис. 137). Кривая намагничивания имеет более резко выраженное колено, что в особых случаях как

раз желательна. Коэрцитивная сила очень мала. Высокое содержание никеля делает изготовление и обработку материала дорогостоящими.

К третьей группе магнитномягких материалов относятся материалы с высоким содержанием кобальта. Магнитная проницаемость этих материалов очень велика, однако высокая стоимость до сих пор препятствует их широкому применению.

Для частей машин, которые не подвергаются переменному намагничиванию, как, например, ярма и полюсов синхронных машин и машин постоянного тока, потери в стали роли не играют. Поэтому для их изготовления специальная электротехническая сталь обычно не применяется. Легирование кремнием здесь неуместно. Указанные части изготавливаются из кованой стали или стального литья с небольшим содержанием углерода. Эти материалы имеют хорошую магнитную проницаемость и высокую механическую прочность. Из технологических соображений для полюсов и ярма ротора синхронных машин многие заводы применяют листы, штампованные из углеродистой стали средней твердости. Такие же листы применяются в ряде случаев для ярма станин машин постоянного тока.

Магнитотвердые материалы применяются для изготовления постоянных магнитов. В них стремятся обеспечить максимально возможную коэрцитивную силу за счет присадок никеля, хрома, кобальта, бария, марганца и алюминия. Наиболее распространенным из этих материалов является сплав «альнико», само название которого указывает на то, что он состоит из алюминия, никеля и кобальта. Энергосодержание этого материала может при соответствующей обработке достигать $56\,000\text{ вт}\cdot\text{сек}/\text{м}^3$. Материалы, в которые входит углерод, имеют значительно меньшее энергосодержание и применяются для изготовления постоянных магнитов очень редко.

2. ПРАКТИЧЕСКОЕ ИЗГОТОВЛЕНИЕ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛЕГИРОВАННОЙ КРЕМНИЕМ ЛИСТОВОЙ СТАЛИ

Легированная электротехническая сталь изготавливается с различным содержанием кремния. В соответствии с правилами VDE различают четыре группы [89, 90]: нормальная листовая сталь (0,25% Si), низколегированная листовая сталь (1% Si), среднелегированная листовая сталь (2% Si) и высоколегированная листовая сталь (4% Si). В Швеции различают две группы: низколегированную листовую сталь обычного качества и низко-, средне- и высоколегированную листовую сталь высшего качества с оптимальным сочетанием высокой намагничиваемости и низких потерь без старения [89]. Ниже мы будем основываться на данных одной из шведских фирм. Характеристики электро-

технической стали немецкого изготовления отличаются от них лишь незначительно.

Нормальная толщина листовой стали составляет 0,35 и 0,5 мм для обычных сердечников, подвергающихся переменному намагничиванию, и от 1 до 2,5 мм для крайних листов и полюсов, которые намагничиваются только в одном направлении. Эти толщины листового материала соответствуют нормам VDE. Толщина листов обычно измеряется микрометром, а в сомнительных случаях ее определяют по общему и удельному весу.

Нормальные размеры листов составляют $9000\times1000\times0,5$ и $3050\times800\times0,35$ мм. Длинные листы толщиной 0,35 мм служат для того, чтобы сердечники трансформаторов могли изготавливаться из цельного материала. Возможны поставки листов других размеров, однако с учетом их повышенной стоимости и сроков поставки это редко бывает целесообразным.

Электрические и механические свойства трех наиболее характерных сортов шведской листовой стали приведены в табл. 21. Однако фирма поставляет также сталь промежуточного качества. В таблице указаны области применения стали. Хрупкость листов определяется методом изгиба (см. нормаль VDE0522). Наименьшее число изгибов в обоих направлениях также приведено в табл. 21. Для оценки намагничиваемости служат значения индукции при определенных напряженностях поля. По нормам VDE, последние составляют 2500, 5000, 10 000 и 30 000 а/м. Некоторые из этих значений тоже указаны в таблице, причем в ней даны как гарантированные, так и средние измеренные величины. В табл. 21 включены также коэффициенты потерь V_{10} и V_{15} — как гарантированные, так и средние измеренные. Эти цифры характеризуют потери на гистерезис и вихревые токи в 1 кг листовой стали при намагничивании синусоидальным током 50 гц и при максимальной индукции 1,0 или 1,5 вб/м². Кроме того, указана доля потерь на гистерезис в общих потерях в стали при 25, 50 и 60 гц.

Измерение намагничиваемости и потерь производится с помощью аппарата Эпштейна (см. нормаль VDE0522) на полосовых образцах размером 500×30 мм общим весом 10 кг (по VDE) или, в последнее время, 5 кг. Полосы листового материала нарезаются наполовину вдоль и наполовину поперек направления прокатки.

Влияние направления прокатки на намагничиваемость и потери показано в табл. 22. За единицу принимается средняя величина при 50% продольно нарезанных и 50% поперечно нарезанных полос. Для горячекатаных листов влияние направления прокатки составляет приблизительно от 5 до 10%, а для холоднокатаных листов оно значительно больше, что видно из табл. 22. В таблице показано также влияние отжига после штамповки.

Кривая намагничивания снимается с помощью постоянного тока путем баллистических измерений. Она отображает размагничивание и идентична первоначальной кривой на рис. 133. Ее называют нулевой кривой или коммутационной

Характеристика горячекатаной электротехнической стали фирмы Surahammar Bruks А. В. (Швеция) и холоднокатаной стали фирмы Атисо (США)

Марка	Sl, %	Толщина, мм	Удельное сопротивление, ом·м·10 ⁻⁸	Плотность, кг/м ³	Предел текучести, кг/мм ²	Предел прочности при растяжении, кг/мм ²	Наименьшее число переставок до наложения	Гарантированные характеристики			Средние измеренные значения					Доля потерь на гистерезис в % при $B = 1 \text{ вб/м}^2$ и частоте f в гц		Примечание
								мм/кг	вб/м ²	вт/кг	B ₂₅₀₀	B ₃₀₀₀	V ₁₀	V ₁₅	V ₁₈	09	09	
D 68	1,0	0,5	0,25	7750	30—40	—	10	—	—	—	1,56	1,80	2,035	2,50	6,50	85	67	Малые машины
C37	3,5	0,5	0,52	7630	55	—	4	—	—	—	1,535	1,77	1,995	1,50	3,30	75	75	Крупные машины и трансформаторы
At26	4,2	0,35	0,60	7550	70	—	2	—	—	—	1,48	1,74	1,960	1,00	2,50	85	70	Крупные трансформаторы
mgп6	1,0	1,0—2,5	0,25	—	20	35	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	Полоса
mgп61	3,0	1,0—1,5	0,45	—	35	50	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	Крайние листы
M-6X	—	0,35	0,48	7650	—	—	—	—	—	—	1,87	2,04	2,04	0,48	1,10	—	—	Трансформаторы

Таблица 22

Зависимость коэффициентов потерь и намагничивания от направления прокатки

Марка	100% в продольном направлении			100% в поперечном направлении			Тип стали
	V ₁₀	V ₁₅	B ₂₅	V ₁₀	V ₁₅	B ₂₅	
C37	0,96	0,945	1,03	1,04	1,055	0,97	Горячекатаная листовая сталь
At26	0,93	0,935	1,035	1,075	1,07	0,965	Шведская листовая сталь
M-6X	0,99	0,45	1,13	1,51	1,53	0,87	Холоднокатаная американская листовая сталь

к р и в о й. Она же соединяет вершины петель гистерезиса при различных значениях максимальной индукции.

Практически вполне достаточно регистрировать лишь пики петель, изменяя направление (коммутации) напряженности поля. Индукция изменяется при этом на величину $2B$. В принципе кривая намагничивания может сниматься также и с помощью переменного тока, однако искажение намагничивающего тока вызывает большие затруднения и ограничивает возможность применения этого метода.

Потери определяются с помощью синусоидального переменного тока. Измерения должны производиться при температуре 20°C , так как потери, вызываемые вихревыми токами, зависят от удельного сопротивления листовой стали, а последнее является функцией температуры.

Для нелегированной стали характерны явления старения, т. е. потери в ней в ходе длительной эксплуатации возрастают. Согласно нормам VDE под старением понимается увеличение коэффициента потерь V_{10} по прошествии 600 рабочих часов при температуре 100°C . Легированная листовая сталь старению не подвержена.

Потери могут измеряться на нешихтованных листах также и без помощи аппарата Эпштейна. Для этой цели за последнее время были разработаны многочисленные приборы.

Для снижения потерь от вихревых токов листы должны друг от друга изолироваться. Прежде они оклеивались с одной стороны тонкой бумагой. Коэффициент заполнения активной стали в спрессованном состоянии равен при этом приблизительно $k_{Fe} \approx 0,9$ при толщине листов $0,5 \text{ мм}$ и $k_{Fe} \approx 0,85$ при толщине листов $0,35 \text{ мм}$. Делались также попытки изолировать листы тонким слоем жидкого стекла. Толщина слоя была при этом меньшей, однако и изоляционное действие было менее надежным, чем при бумажной изоляции. Кроме того, штамповочный инструмент изнашивался

при стеклянной изоляции гораздо быстрее, чем при бумажной изоляции.

Значительно лучшие результаты были достигнуты с помощью лаковой изоляции, которая за последнее время получила всеобщее применение. Эта изоляция наносится путем двухсторонней пульверизации листов быстросохнущим лаком или прокаткой листов между валками, смоченными лаком. Наиболее хорошие результаты дает эмалевый лак огневой сушки. Толщина двухстороннего лакового покрытия составляет только 0,015 мм. Коэффициент заполнения активной стали повышается при этом приблизительно до 0,94 при толщине листов 0,5 мм и до 0,9 при толщине листов 0,35 мм.

При невысоких требованиях к изоляции иногда бывает достаточно окисная пленка, которая всегда имеется на поверхности стали и которую можно усиливать путем дополнительной обработки перегретым паром. Для небольших машин, реле и трансформаторов эта изоляция вполне достаточна.

В последнее время производятся опыты, направленные на получение изоляции путем дополнительной химической обработки. Здесь следует особо указать на листовую сталь американской фирмы Armco, изоляция которой, известная под фирменным названием Carlite, обеспечивает коэффициент заполнения 0,97 при толщине листов 0,35 мм.

Листы изолируются, как правило, перед штамповкой. После штамповки на кромках образуются заусенцы. Их величина зависит от состояния или конструкции штамповочного инструмента. В оптимальном случае она составляет 0,05 мм. Заусенцы могут образовывать токопроводящие мостики через изоляцию и быть причиной значительного повышения потерь от вихревых токов. Проблема удаления заусенцев является одной из важнейших проблем в электромашиностроении, которая еще ждет своего решения.

Листы активной стали электрических машин в области ярма сердечника обычно замыкаются через клиновые ребра статора или через втулку или вал ротора, так что изоляция здесь, как правило, прерывается. Поэтому для подавления вихревых токов существенно необходимо сохранить изоляцию между листами в области пазов. Однако именно здесь образуется особенно много заусенцев, которые ставят под вопрос эффективность всей изоляции.

Делались попытки удалять заусенцы путем вальцовки или шлифовки. Такая обработка является дорогостоящей и частично разрушает изоляцию. Вальцовка создает, кроме того, внутренние напряжения и повышает потери на гистерезис. Лакировка после штамповки слишком дорога и трудоемка. В последнее время были проведены успешные опыты по удалению заусенцев в гальванической ванне. Однако относительно возможности практического применения этого метода пока что еще, к сожалению, ничего сказать нельзя.

3. КРИВЫЕ НАМАГНИЧИВАНИЯ

С процессом намагничивания материала мы уже познакомились в § 1 настоящей главы. В безвоздушном пространстве под действием электрического тока возникает магнитное поле с напряженностью H_u (индекс «и» означает «первоначальный») и индукцией $B_u \approx \mu_0 H_u$. Если в это поле ввести среду, то вследствие происходящих в ней внутренних процессов возникает дополнительное поле, которое обозначим через J . Общий поток, отнесенный к 1 м² плоскости, расположенной перпендикулярно направлению поля, т. е. индукция, составит:

$$\bar{B} = \bar{B}_u + \bar{J}. \quad (379)$$

Добавочную индукцию

$$\bar{J} = \bar{B} - \bar{B}_u = \bar{B} - \mu_0 \bar{H}_u \quad (380)$$

называют магнитной поляризацией, а величину

$$\frac{\bar{J}}{\mu_0} = \frac{\bar{B}}{\mu_0} - \bar{H}_u \quad (381)$$

намагничиванием или же интенсивностью намагничивания.

Отношение намагничивания к магнитной напряженности поля

$$\frac{J}{\mu_0 H_u} = \mu_r - 1 = \kappa \quad (382)$$

называют магнитной восприимчивостью. В случае пара- и диамагнитных материалов намагничивание пропорционально возбуждающему полю H_u (B_u), т. е. μ и κ являются для них строго постоянными, в то время как у ферромагнитных материалов они зависят от поля и от предшествующего магнитного состояния.

Расчет магнитной цепи заключается в том, что для заданного потока необходимо в соответствии с законом полного тока

$$\oint \bar{H} d\bar{s} = \theta \quad (383)$$

определить намагничивающую силу для всей цепи. При этом цепь подразделяют на несколько, обычно более или менее однородных, участков и определяют для каждого из них намагничивающую силу

$$M_{1,2} = \int_1^2 \bar{H} d\bar{s}. \quad (384)$$

Сумма магнитных напряжений участков дает затем интеграл в (383).

Для ферромагнитных материалов коэффициент магнитной проницаемости μ , не является постоянной величиной. Он зависит не только от напряженности поля, но и от предшествующего магнитного состояния материала. Последний фактор исключается за счет того, что при расчете исходят из немагнитного состояния. Остаточный магнетизм для намагничивающей силы возбуждения, как правило, в машинах и трансформаторах большого значения не имеет. Во-первых, обычно происходит переменное намагничивание,

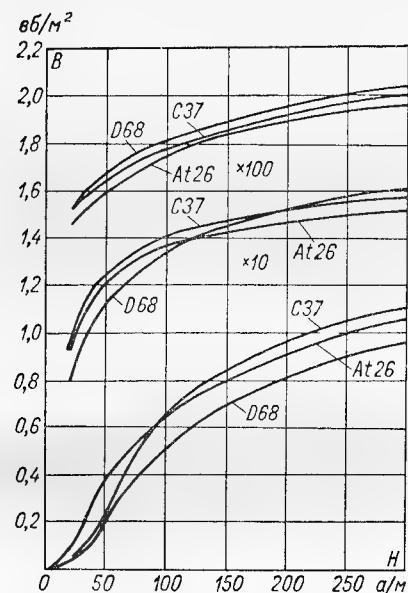


Рис. 135. Кривые намагничивания горячекатаной легированной кремнием листовой стали шведского производства.

а, во-вторых, наличие воздушного зазора в машинах значительно снижает влияние остаточного магнетизма. Лишь при самовозбуждении остаточный магнетизм играет решающую роль. Поэтому в машинах с возбуждением от постоянных магнитов это явление оставлять без внимания нельзя. Для мягких ферромагнитных материалов достаточно иметь нулевую кривую намагничивания, которая выражает зависимость между напряженностью поля и индукцией без учета остаточного магнетизма.

На рис. 135 приведены кривые намагничивания горячекатаных легированных кремнием листов шведского производства. Они относятся к наиболее широко применяющимся маркам электротехнической стали, идущей на изготовление малых машин (D68) крупных и закры-

тых машин, а также небольших трансформаторов (C37) и крупных трансформаторов (At26). Кривые для листовой стали иного изготовления, например немецких фирм, отличаются от этих кривых очень мало, так что их можно здесь не воспроизводить. Значительные отклонения имеют, однако, холоднокатаные листы с предпочтительной магнитной ориентацией. Например, на рис. 136 показаны кривые намагничивания американской холоднокатаной стали в продольном (кривая I) и поперечном (кривая II) направлениях. Для сравнения нанесена кривая III для горячекатаных стальных листов (At26). Сравнение кривых наглядно показывает большие преимущества, которые дает сталь с предпочтительной ориентацией. Особенно это относится к магнитным цепям, состоящим в основном из стали, например в трансформаторах. В машинах, имеющих относительно боль-

шой воздушный зазор, эти преимущества отступают на задний план.

При больших напряженностях поля достигается полная поляризация. Для высоколегированной листовой стали (C37) она наступает при индукции $B > 2,1$ вб/м² по уравнению (379):

$$B = \mu_0 H + 2,02 \text{ [вб/м}^2\text{]}, \quad (385a)$$

а для низколегированной листовой стали

$$B = \mu_0 H + 2,1 \text{ [вб/м}^2\text{]}. \quad (385b)$$

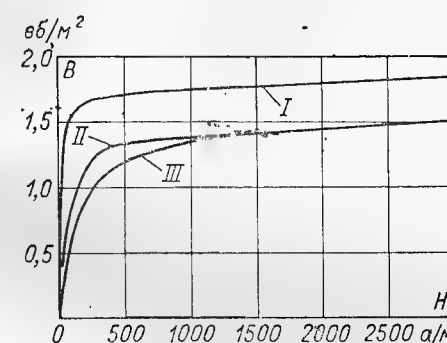


Рис. 136. Кривые намагничивания американской холоднокатаной листовой стали в продольном направлении (I) и в поперечном направлении (II), а также шведской горячекатаной листовой стали (III).

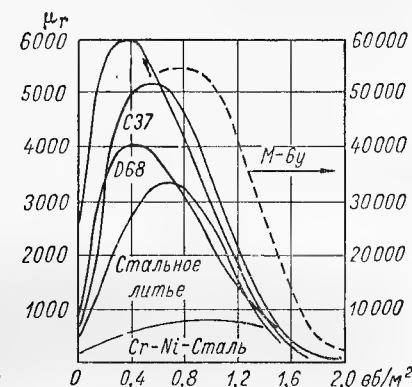


Рис. 137. Кривые магнитной проницаемости для различных сортов листовой стали.

Напряженности поля при этом составляют:

$$H = (B - 2,02)/\mu_0 \text{ [а/м]} \quad (386a)$$

и соответственно

$$H = (B - 2,1)/\mu_0 \text{ [а/м]}. \quad (386b)$$

Коэффициент магнитной проницаемости листовой стали изменяется в очень широких пределах. На рис. 137 воспроизведены кривые обратимого коэффициента магнитной проницаемости. Листовая сталь с предпочтительной магнитной ориентацией (пунктирная кривая рис. 137) имеет приблизительно в десять раз больший коэффициент магнитной проницаемости, чем обычная горячекатаная листовая сталь.

Наряду с листовой сталью, легированной кремнием, в электрических машинах применяются также и стали других сортов. Роторы турбогенераторов изготавливаются из высоколегированной хромоникелевой стали. Кривая намагничивания этой стали показана на рис. 138 (кривая I). Ярма машин постоянного тока и ободы роторов синхронных машин изготавливаются в большинстве случаев из стального литья. Кривая намагничивания стального литья изображена на рис. 138 (кривая II). Наконец, в некоторых

случаях, например для изготовления массивных полюсных башмаков синхронных машин, применение находит мягкая малоуглеродистая сталь. Для последней приблизительно справедлива кривая намагничивания низколегированной листовой стали (рис. 135). Коэффициент магнитной проницаемости хромо-никелевой стали и литой стали показан на рис. 137. Известный интерес представляет начальная магнитная проницаемость, так как она имеет решающее значение для поверхностных и других аналогичных потерь.

Для изготовления магнитных усилителей малой мощности применяется легированная никелем листовая сталь, кривая намагничивания которой изображена на

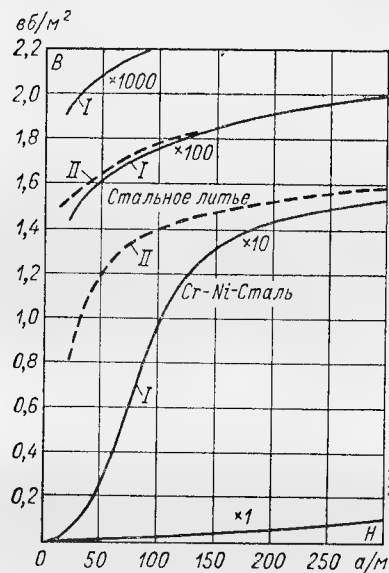


Рис. 138. Кривые намагничивания хромо-никелевой стали (I) и стального литья (II).

рис. 139. При более высоких мощностях, из соображений экономичности, применяют легированную кремнием листовую сталь с предпочтительной магнитной ориентацией. Здесь особые требования предъявляются в отношении, по возможности, резко выраженного колена насыщения кривой намагничивания и в отношении минимальной площади петли гистерезиса. В идеальном случае кривая намагничивания должна была бы состоять только из двух прямых: одной вертикальной при $H=0$ и одной горизонтальной.

Магнитотвердые материалы изготавливаются в большом количестве различными фирмами. Они различаются как по химическому составу, так и по способу изготовления. Мы ограничимся рассмотрением лишь некоторых материалов фирмы «Крупп» [102], которые, впрочем, характерны не только для продукции этой фирмы, но и производятся многими другими фирмами лишь с небольшими отклонениями. Материалы изготавливаются как с предпочтительной магнитной ориентацией, так и без нее. Особенно высокие магнитные свойства, т. е. большой остаточный магнетизм, значи-

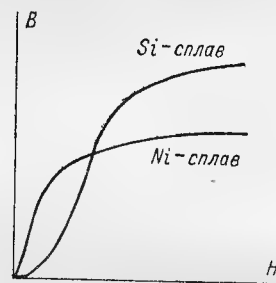


Рис. 139. Кривые намагничивания листовой стали, легированной никелем и кремнием.

тельная коэрцитивная сила и высокое энергосодержание, выражающееся произведением $(HB)_{\max}$, достигаются за счет двух мероприятий. Во-первых, предпочтительная магнитная ориентация создается путем охлаждения металла в магнитном поле, и, во-вторых, предпочтительную ориентацию улучшают посредством дополнительной предпочтительной кристаллизации.

Первую группу этих материалов образуют сплавы на основе железо—алюминий (сплавы Alni), а также на основе железо—алюминий—кобальт (сплавы Alnico). Часто в них вводятся также и небольшие присадки меди или титана. Из большого числа известных сплавов типа Alnico в табл. 23 приведены характеристики четырех сплавов. Из них сплав 160 вообще не имеет магнитной ориентации, сплав 250 имеет незначительную ориентацию, а сплавы 400 и 700 G обладают высокой предпочтительной магнитной ориентацией. Последний имеет, кроме того, дополнительную предпочтительную кристаллизацию, и поэтому изделия из него могут поставляться лишь с определенными размерами. За исключением сплава 700 G, который может изготавливаться только методом плавки, остальные сплавы могут производиться как методом литья, так и методом спекания (в особенности из прессованного порошка). На магнитные свойства метод изготовления

Таблица 23
Материалы для изготовления постоянных магнитов фирмы Fried. Krupp Widia-Fabrik

Марка сплава	Химический состав, %	$(HB)_{\max}$, $\text{кг} \cdot \text{сек} / \text{м}^2 \cdot 10^3$	Остаточный магнетизм, $\text{Гс} / \text{м}^2$	Коэрцитивная сила, $\text{Гс} / \text{м}^2 \cdot 10^4$	Рабочая точка		μ_r , обратн.	Плотность, $\text{кг} / \text{м}^3 \cdot 10^3$	Оптимальное отношение L/B	Насыщение при $H=8 \cdot 10^3$ $\text{А} / \text{м}$, $\text{Гс} / \text{м}^2$	Удельное сопротивление, $\text{Ом} \cdot \text{м} \cdot 10^{-8}$
160	21Ni, 13Al, 14Co, 3Cu, остальное Fe	12—15,2	0,53—0,72	6,25—5,2	0,35—0,45	3,75—3,2	3,5—4,5	6,8—7,0	2,5	1,16	—
250	19Ni, 8Al, 24Co, 5Ti, остальное Fe	14,4—20,8	0,53—0,70	8,8—7,2	0,33—0,45	5,2—4,0	3,4	6,8—7,0	2,2	1,35	—
400	14Ni, 8Al, 24Co, 3Cu, остальное Fe	32—44	1,25	5,6—4,65	0,85—1,04	4,65—3,6	4,5	7,1—7,3	4,5	1,50	0,56
700G	14Ni, 8Al, 24Co, 3Cu, остальное Fe	48—60	1,25—1,4	5,6—7,2	1,0—1,15	5,9—4,65	5	7,3	5	1,50	0,56
300K	8Cu, остальное Fe, BaO-6Fe ₂ O ₃	16—20	0,3—0,34	14,4—20,8	0,13—0,18	8,8—12	~1	4,6—5,0	1	~0,45	$10^3 \cdot 10^{-8}$
H-Band	53Co, 8V, остальное Fe	~8	1,4—1,6	0,64—1,12	~1,2	0,48—0,72	9—10	8,1	12	—	0,46

не влияет. В виду особой твердости этих материалов обработка резанием невозможна, и их приходится шлифовать. Для того чтобы избежать дорогостоящей шлифовки, в тех местах, где требуется дополнительная обработка, можно наращивать мягкую сталь, как это, например, делается на полюсных башмаках магнитов.

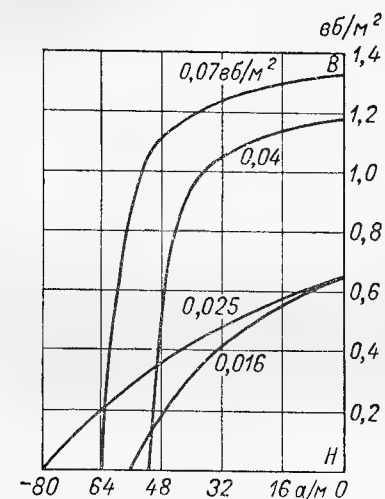


Рис. 140. Кривые размагничивания различных сплавов типа Alnico.

Ввиду применения магнитно-твердых материалов в качестве постоянных магнитов нас будет интересовать только та часть петли гистерезиса, которая располагается во втором квадранте, т. е. кривая размагничивания. Такие кривые показаны на рис. 140—143. Как видно из этих рисунков, кривые имеют различные формы. Более крутые кривые с большими значениями остаточного магнетизма уместны в тех случаях, где отсутствует опасность размагничивания под действием постороннего поля или вследствие разборки. Однако в практике электромашиностроения такие случаи встречаются редко, и поэтому более предпочтительны материалы с пологой формой кривой размагничивания с большой коэрцитивной силой. Для того чтобы установить устойчивые значения индукции, возникающей в материале под влиянием постороннего поля (B_1 и B_2 на рис. 134), необходимо знать понижение индукции вследствие ослабления переменного поля. На рис. 141 приведены такие кривые для сплава 250. Вначале остаточный магнетизм составляет $B_R = 0,68$ вб/м². Под влиянием постороннего размагничивающего поля напряженностью $4 \cdot 10^4$ а/м индукция падает до значения $B_2 = 0,48$ вб/м². Если постороннее поле исчезнет, то индукция начнет возрастать вдоль нижней пунктирной кривой до величины $B_1 = 0,59$ вб/м². Значения 0,48 и 0,59 вб/м² являются устойчивыми величинами, которые при повторном размагничивании (полем с напряженностью $4 \cdot 10^4$ а/м) остаются неизменными.

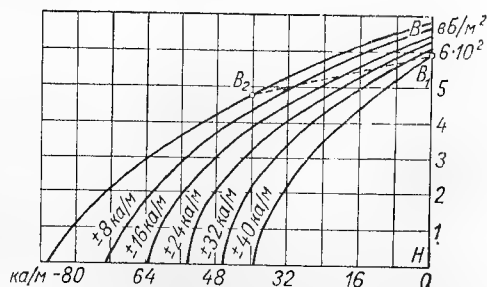


Рис. 141. Кривые размагничивания сплава Alnico 250 и снижение величин индукции вследствие ослабления переменного поля.

Свойства сплавов Alnico до температуры 50°C практически от нагрева не зависят. При более высокой температуре происходит незначительное понижение остаточного магнетизма. Сплавы Alnico находят очень широкое применение, в том числе и для изготовления полюсов электрических машин небольшой мощности.

Вторую группу материалов образуют оксидно-бариевые магниты. Кривая размагничивания такого материала показана на рис. 142. Кривая имеет значительно более пологий характер, чем кривая сплава Alnico. Этот материал более устойчив против размагничивания. Магниты нужной формы изготавливаются методом порошковой металлургии. Ввиду высокой стоимости изготовления по этому методу приходится в значительно большей мере, чем в случае других материалов, подгонять конструкцию к существующим габари

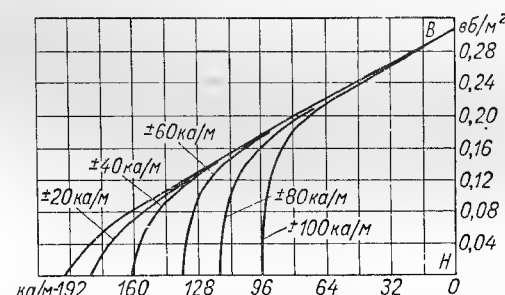


Рис. 142. Как на рис. 141, но для оксидно-бариевого сплава 300K.

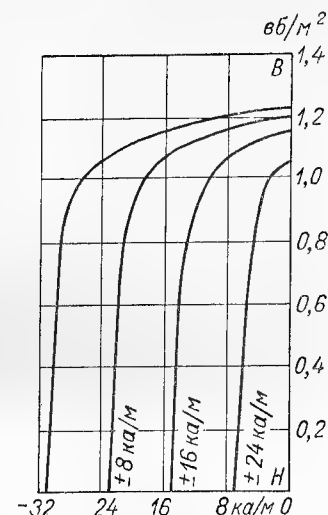


Рис. 143. Как на рис. 141, но для железо-кобальто-ванадиевого сплава (H-Band).

ритным размерам магнитов. Другим недостатком этого материала является сильная зависимость его свойств от температуры. Преимущество его заключается в отсутствии вихревых токов, так как удельное сопротивление материала очень велико.

Форма кривой размагничивания, в частности угол ее наклона, определяет также и оптимальную форму магнита, т. е. отношение его длины к ширине. Если желательно, чтобы работа происходила вблизи того участка, на котором энергосодержание является наибольшим, т. е. вблизи точки $(BH)_{\max}$, то приходится рассчитывать на то, что будут иметь место большие величины размагничивания. При этом оказывается, что материалы с большой коэрцитивной силой требуют малого отношения длины к ширине. Для магнитов из сплава Alnico оптимальное отношение (см. табл. 23) составляет от 2,5 до 5, в то время как для оксидно-бариевых магнитов это отношение равно приблизительно 1,0 и ниже. Этот материал применяется часто в форме сравнительно тонких пластин или дисков. Основной областью применения оксидно-бариевых магнитов,

наряду с техникой слабых токов, являются микрогенераторы, такие, как, например, велосипедные динамо.

Третью группу образуют железо-кобальто-ванадиевые (-хромовые) сплавы. Они приобретают хорошие свойства в результате холодной деформации. Эти сплавы могут иметь предпочтительную магнитную ориентацию, которая используется, однако, только в малых магнитах весом до 3 кг. С учетом необходимости холодной деформации этого материала он поставляется исключительно либо в виде проволоки диаметром менее 3 мм, либо в ленточной форме толщиной менее 0,6 мм. В противоположность рассматривавшимся выше материалам этот сплав может обрабатываться резанием. В электромашиностроении данный материал применяется для изготовления малых гистерезисных двигателей, работающих с очень слабым вращающимся полем напряженностью порядка 8000—16 000 а/м. Вращающий момент при асинхронном пуске обеспечивается исключительно за счет момента гистерезиса. При этом материал должен полностью перемагничиваться, т. е. коэрцитивная сила должна быть меньше напряженности вращающегося поля. Для этой цели был разработан специальный ленточный материал Н-Band (см. табл. 23 и рис. 143) с коэрцитивной силой от 6400 до 8000 а/м и остаточным магнетизмом от 1,4 до 1,6 вб/м².

4. ПОТЕРИ ПРИ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИИ

Магнитная цепь трансформаторов и по крайней мере часть цепи машин подвергается периодическому перемагничиванию. Оно происходит с определенной затратой работы, которую называют потерями при перемагничивании или теплом перемагничивания, так как работа преобразуется в тепло. Это тепло представляет собой потери, понижающие коэффициент полезного действия и нагревающие машину или трансформатор. Поэтому знание потерь при перемагничивании очень важно для расчета и оценки машины.

Потери возникают вследствие двух различных в физическом отношении и не зависящих друг от друга явлений: гистерезиса и образования вихревых токов.

а) Энергия, затрачиваемая на гистерезис

Явление гистерезиса было подробно описано в предшествующих главах. Оно обуславливается внутренней структурой ферромагнитного материала. Петля гистерезиса не только характеризует работу гистерезиса, но и выражает ее величину. На восходящей ветви кривой материалу сообщается работа (энергия), которая, однако, на нисходящей ветви отдается обратно не полностью. Затраченная работа равна площади петли гистерезиса. Ее величина на единицу объема (м³) при циклическом перемагничивании составляет:

$$V_H = \int H dB \text{ [вт} \cdot \text{сек/м}^3\text{]}, \quad (387)$$

где H должно подставляться в а/м, а B в вб/м². Эта энергия не зависит от формы тела, т. е. толщины листов, и от изменения напряженности поля во времени, т. е. быстрого или медленного нарастания и ослабления. При циклическом перемагничивании работа гистерезиса приводится в зависимость от предельных величин индукции. В этом случае энергия будет независима от промежуточных значений индукции лишь при условии, что между предельными значениями индукция изменяется плавно в одном направлении.

Энергия, выражаемая уравнением (387), выделяется при однократном перемагничивании. При многократном перемагничивании она пропорциональна числу перемагничиваний. Энергия зависит от материала, а при циклическом перемагничивании — от предельных величин индукции. При перемагничивании в пределах между $+B$ и $-B$ энергию в единице объема можно выразить уравнением

$$V_H = \varepsilon f \varphi(B), \quad (388)$$

где ε — коэффициент, зависящий от свойств материала, который для данного материала принимается за постоянную величину, а f — частота, гц. Зависимость от индукции т. е. $\varphi(B)$, очень сложна. Измерения, произведенные Брейлсфордом (Brailsford) и Бредшоу (Bradshaw) [92], показали, что вначале эта функция быстро увеличивается вместе с индукцией, а затем стремится к постоянной величине (рис. 144). Последнее, однако, соответствует очень высоким индукциям, которые на практике применяются крайне редко, например в зубцах якоря машин постоянного тока. Для практически наиболее важного диапазона индукции от 1,0 до 1,6 вб/м² характерна квадратичная зависимость потерь от индукции, так что уравнение (388) можно записать в следующей форме:

$$V_H \approx \varepsilon \frac{f}{50} B^2 \text{ [вт/кг]}. \quad (389)$$

Значения ε , которые численно равны потерям от гистерезиса при $f = 50$ гц и $B = 1,0$ вб/м², приведены в табл. 24 для

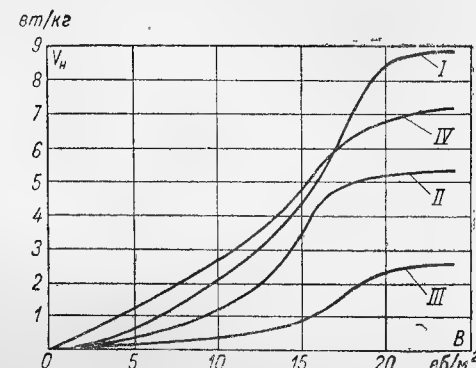


Рис. 144. Потери на гистерезис при перемагничивании с частотой 50 гц для различных материалов по Брейлсфорду (Brailsford) и Бредшоу (Bradshaw) [92].

Кривая I: низколегированная горячекатаная листовая сталь толщиной 0,487 мм (Si 0,5%, $s = 7,85$, $\rho = 0,15$); Кривая II: высоколегированная горячекатаная листовая сталь толщиной 0,37 мм (Si 4%, $s = 7,55$, $\rho = 0,55$); Кривая III: высоколегированная холоднокатаная листовая сталь толщиной 0,34 мм; Кривая IV: железо-кобальто-ванадиевый сплав толщиной 0,23 мм.

различных материалов. Уравнение (389) достаточно удобно для расчета потерь в стали машин, для которых повышенные добавочные потери не могут быть точно рассчитаны. У трансформаторов, где добавочные потери невелики, потери в стали играют очень большую роль. При этом коэффициент потерь в ваттах на килограмм материала определяется по установленной экспериментальным путем кривой (рис. 151). Для высоколегированной листовой стали показатель степени в (389) в большинстве случаев больше 2 и достигает 2,35. Однако для практического проведения расчетов дробный показатель степени неудобен.

Таблица 24

Постоянные материалов для расчета коэффициентов потерь

Сплав	Толщина листов, мм	ϵ , вт/кг	σ , вт/кг	V_{10} , вт/кг	V_{15} , вт/кг
Горячекатаная сталь D68, (1% Si)	0,5	1,75	0,75	2,50	6,50
C37 (3,5% Si)	0,5	1,17	0,33	1,50	3,30
At26	0,35	0,75	0,25	1,00	2,50
Alnico — холоднокатаная сталь, в направлении предпочтительной организации	0,35	0,27	0,21	0,48	1,10

За последнее время при определении энергии на гистерезис и потерь на него наблюдались некоторые отступления от описанного выше и считающегося классическим метода. Так, например, было установлено, что потери зависят от толщины листового материала и достигают минимального значения приблизительно при толщине листов 0,3 мм. Далее наблюдалось, что потери на гистерезис зависят также от скорости перемагничивания. Эти оба явления выражены не очень ярко. В настоящее время четкая их картина еще не получена.

Магнитотвердые материалы, как правило, не подвергаются перемагничиванию. Лишь в гистерезисных двигателях, изготавливаемых для очень малых мощностей, используется перемагничивание магнитотвердого материала. Потери на гистерезис в применяющемся для этих электродвигателей кобальто-ванадиевом сплаве фирмы «Крупп» (53% Co, 8% V) могут определяться по опубликованным диаграммам петель гистерезиса.

Коэффициенты потерь при $B = 1,08$ и $1,7$ вб/м² на 1 м³, а также на 1 кг материала приведены в табл. 25. В той же таблице даны коэффициенты потерь кобальтового сплава и сплава Alnico по американским источникам [95] для индукции $B = 1,08$ вб/м². Для крупновского сплава установлена следующая зависимость потерь от индукции: $(B/B_{10})^{1,5}$.

Таблица 25

Потери на гистерезис в магнитотвердых материалах при 50 гц

Сплав	$B = 1,08$ вб/м ²		$B = 1,7$ вб/м ²	
	вт/м ³ ($\times 10^6$)	вт/кг	вт/м ³ ($\times 10^6$)	вт/кг
Кобальто-ванадиевый сплав фирмы «Крупп» (53% Co; 8% V)	1,6	200	3,0	380
Американский кобальтовый сплав (37% Co)	2,5	310	—	—
Американский сплав Alnico II	6,3	860	—	—
» » Alnico V	8,1	1100	—	—

Значительно сложнее определение энергии на гистерезис в случае дросселей, предварительно намагниченных постоянным током, которые применяются, например, в магнитных усилителях.

Работу гистерезиса определяют по установленной экспериментальным путем площади петли гистерезиса. Две такие петли показаны на рис. 145 [97]. Кривая I справедлива для предварительного намагничивания в поле напряженностью $H_0 = 50$ а/м, соответствующей индукции $B_0 = 0,69$ вб/м², а кривая II относится к $H_0 = 500$ а/м и $B_0 = 0,93$ вб/м². В обоих случаях имеет место намагничивание переменным током в синусоидальном поле с индукцией $B_w = 0,60$ вб/м². Петля гистерезиса асимметрична. С увеличением предварительного намагничивания петля смещается вверх. Левая вершина перемещается дальше влево, а правая — вправо. Положительные максимальные значения индукции быстро возрастают. Однако можно установить, что площади по обеим сторонам оси B равны между собой.

Но не во всех случаях можно определять энергию на гистерезис экспериментальным путем с помощью предварительного намагничивания. Ее приходится рассчитывать хотя бы приближенно. Основой для этого служит семейство петель гистерезиса для различных значений B , как показано на рис. 133. На рис. 134 показан способ графического построения такой петли. Точка B_2 на

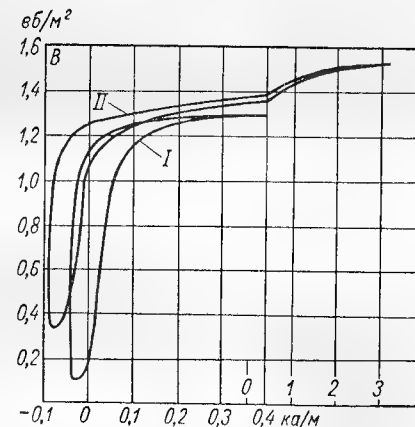


Рис. 145. Петли на гистерезис при предварительном намагничивании постоянным током. Кривая I. $B_0 = 0,69$ вб/м², $H_0 = 0,5$ а/см, $B = 0,6$ вб/м². Кривая II. $B_0 = 0,93$ вб/м², $H_0 = 5$ а/см, $B = 0,6$ вб/м².

нисходящей ветви (слева) остается неподвижной, в то время как точка B_1 смещается с оси B в правую вершину петли. Нисходящая ветвь совпадает с нисходящей ветвью обычной петли гистерезиса (предельное значение $\pm B$). Начало восходящей ветви соответствует смещенной начальной части нулевой кривой, а ее окончание совпадает с концом нулевой кривой. При этом необходимо оценить переход с одной кривой на другую (рис. 146).

За последнее время изготавливаются машины, в которых намагничивание происходит с двумя различными частотами. К сожалению, для этого случая еще нет никаких исходных данных для расчета потерь на гистерезис, так что приходится пользоваться экспериментальными методами определения.

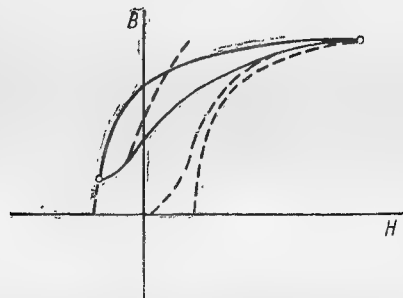


Рис. 146. Определение петли гистерезиса при предварительном намагничивании по петле гистерезиса без предварительного намагничивания.

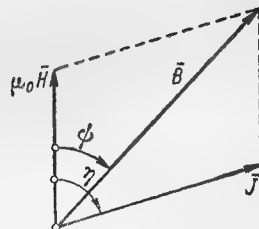


Рис. 147. Зависимость между вектором напряженности поля ($\vec{H}$) и вектором магнитной поляризации ($\vec{J}$).

До сих пор мы рассматривали перемагничивание вследствие изменения величины напряженности поля при неизменном направлении последней, т. е. так называемое переменное перемагничивание. Однако существует также и вращающееся перемагничивание, которое возникает в результате изменения направления напряженности поля. Кроме того, бывает также комбинация вращающегося и переменного перемагничивания, как, например, в ямах (сердечниках) машин. Переменное перемагничивание происходит в трансформаторах или в зубцах машин.

При чистом вращающемся перемагничивании мы имеем согласно (380), во-первых, вектор напряженности поля $\vec{H}$ (на рис. 147 — $\mu_0 H$). На угол η от него отстает вектор магнитной поляризации $\vec{J}$. Вектор результирующей индукции $\vec{B}$ отстает от напряженности поля на угол ψ . С увеличивающейся напряженностью поля магнитная поляризация сперва сильно возрастает и стремится в своем дальнейшем изменении к постоянной величине. Угол η (и соответственно ψ) сперва также быстро увеличивается с напряженностью поля, достигает максимальной величины и

после этого уменьшается. Работа перемагничивания при одном полном обходе составляет:

$$V_{H, d} = 2\pi HJ \sin \eta = \frac{1}{2} HB \sin \psi. \quad (390)$$

Ввиду вышеупомянутой зависимости J и η (или соответственно B и ψ) от напряженности поля работа будет при увеличивающейся напряженности поля или индукции вначале возрастать, а затем убывать. Зависимость энергии на гистерезис при вращающемся перемагничивании от индукции для среднелегированной листовой стали (1,91% Si) показана на рис. 148 (кривая 1). Кривая заимствована из экспериментальной работы Брейлсфорда [92a].

Наряду с ней приведена кривая энергии на гистерезис при переменном перемагничивании для той же листовой стали (кривая 2). Из этих кривых видно, что при индукциях до $1,7 \text{ вб/м}^2$ энергия при вращающемся перемагничивании больше, чем при переменном. При более высоких индукциях наблюдается обратное явление. Индукция в яре машин составляет от 1,0 до $1,5 \text{ вб/м}^2$. В этом диапазоне работа гистерезиса при вращающемся перемагничивании приблизительно в 1,65—1,45 раза, т. е. в среднем в 1,55 раза больше, чем при переменном перемагничивании. Для холоднокатаной листовой стали потери при вращающемся перемагничивании (до $1,5 \text{ вб/м}^2$) значительно (примерно на 200%) выше, чем при переменном. Однако такая листовая сталь (обычно применяемая в трансформаторах) подвергается исключительно переменному перемагничиванию, и притом в направлении преимущественной ориентации.

Гораздо сложнее определение потерь на гистерезис, когда имеет место комбинация вращающегося и переменного перемагничивания, например в однофазных электродвигателях с последовательным возбуждением. Ротор такой машины вращается в переменном поле. Опытные данные, однако, показывают, что потери на гистерезис при движении, которые прибавляются к потерям на гистерезис в состоянии покоя, лишь вдвое меньше, чем соответствующие потери в поле постоянного тока с такой же амплитудой индукции. Согласно результатам опытов Радта (Radt) [98], потерями на гистерезис в состоянии движения при $v = 0 \div 1$ можно пренебречь. При $v > 1$ они в

$$k_H \approx 0,55 (v - 1)/v \quad (391)$$

раз отличаются от потерь на гистерезис в поле постоянного тока.

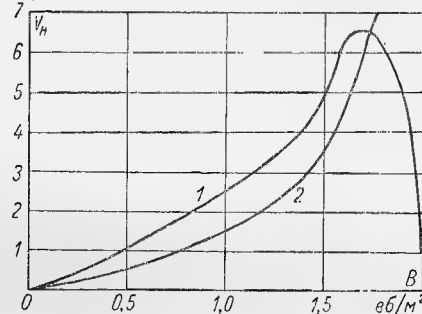


Рис. 148. Сравнение потерь на гистерезис при вращающемся (1) и переменном (2) перемагничивании среднелегированной листовой стали (Si 1,91%) по Брейлсфорду (Brailsford) [92a].

б) Энергия вихревых токов и вызываемые ими потери

При перемагничивании железа, кроме энергии на гистерезис, затрачивается также и энергия на вихревые токи. Для уменьшения этих потерь стальные детали, которые подвергаются вращающемуся (или переменному) перемагничиванию, как правило, шихтуются, т. е. набираются из тонкой листовой стали. Направление расположения листов должно совпадать с направлением поля, чтобы обеспечивалось наиболее эффективное сокращение контуров тока. В то время как потери на гистерезис могут определяться только экспериментальным путем, потери от вихревых токов могут рассчитываться с известной точностью [25].

При применяющихся на практике толщинах листов до 0,5 мм и обычной частоте 50 гц имеет место практически равномерное распределение поля по всему сечению листов. При этом для э. д. с., индуцированной в прямоугольном контуре со сторонами 1 и b , при условии пренебрежения путями токов в направлении толщины листов, получаем величину

$$2\rho S = e = 4\xi_E f b B, \quad (392a)$$

откуда плотность тока на наружной поверхности листа

$$S = \frac{2\xi_E f b B}{\rho}; \quad (392b)$$

здесь B является максимальной величиной индукции, b — толщиной листов и ξ_E — коэффициентом формы наведенной э. д. с., который при синусоидальной форме поля имеет величину $\xi_E = \pi/2 \sqrt{2} = 1,11$.

В направлении от наружной поверхности листа к его середине плотность тока линейно уменьшается. В центре листа она равна нулю, а на противоположной поверхности равна — S . Потери в листовой стали в объеме, ограниченном контуром ($1 \times b$), и шириной 1 составляют:

$$V_W = \rho \int_{-b/2}^{b/2} S^2 (2x/b)^2 dx = \frac{4}{3\rho} (\xi_E f b B)^2, \quad (393)$$

или при синусоидальной форме поля и стали с удельным весом s

$$V_W = 4100 \frac{b^2}{s\rho} \left(\frac{f}{50} B \right)^2 = \sigma \left(\frac{f}{50} B \right)^2 [\text{вт/кг}]. \quad (394)$$

Постоянная σ зависит от материала, т. е. от его удельного веса s и его удельного сопротивления ρ , а также от толщины листов (b) — см. табл. 25.

Уравнение (394) было проверено для немагнитных материалов экспериментальным путем, причем проверка показала близкое совпадение с расчетными данными. Однако в случае листовой стали измеренные потери больше расчетных потерь по (394). Чем меньше толщина листов, тем большей становится разница.

Для листов толщиной 0,5 мм можно в среднем принять 30%-ное повышение, а для листов толщиной 0,35 мм — 50%-ное повышение. В некоторых случаях наблюдалась даже разница до 100%. Причина этого явления до сих пор не выяснена.

Подразделение общих, измеренных с помощью аппарата Эпштейна потерь на потери на гистерезис и потери от вихревых токов осуществляется посредством изменения частоты. Как мы видели, потери на гистерезис изменяются с частотой линейно, а потери от вихревых токов — квадратично. Если выделить общие измеренные потери на f и экстраполировать величины V/f до $f = 0$, то получим потери на гистерезис.

Панезакевич (Paniezakiewicz) пытается объяснить упомянутое повышение потерь от вихревых токов тем, что потери на гистерезис при переменном токе (динамические потери) больше, чем потери, рассчитанные по петле гистерезиса [108]. Согласно данной теории, эти добавочные потери на гистерезис пропорциональны квадрату частоты и потому при измерениях они входят в потери от вихревых токов.

Брейлсфорд (Brailsford) [110] объясняет повышение потерь от вихревых токов частично неравным распределением поля в отдельных листах.

Если изменение индукции во времени протекает не синусоидально, то необходимо рассчитать коэффициент ξ_E . Но если разложить изменение во времени на отдельные волны, то повышение потерь по сравнению с потерями основной волны (394б) будет составлять:

$$k_W = \frac{1}{B_1^2} \sum v^2 B_v^2. \quad (395)$$

При вращающемся перемагничивании поле можно разложить на две перпендикулярные составляющие с одинаковой максимальной величиной B . При этом (394) будет справедливо для каждой составляющей. Поэтому общие потери при вращающемся перемагничивании будут вдвое больше, чем при переменном перемагничивании с той же максимальной величиной индукции.

Если обе составляющие B_d и B_q не равны между собой, как это имеет место в эллиптическом поле, и если ротор движется, кроме того, со скоростью n в направлении вращающегося поля, то потери от вихревых токов увеличиваются по сравнению с потерями в чисто переменном поле и при неподвижном роторе на величину

$$k_W = (1 - \kappa v)^2 + (\kappa - v)^2, \quad (396)$$

где $\kappa = B_q/B_d$ — отношение индуктивностей и $v = n/n_1$ — относительная скорость вращения ротора.

Некоторые особые случаи расчета коэффициента вихревых токов k_W по уравнению (396) даны в табл. 26. В большинстве машин характер перемагничивания при всех условиях эксплуатации

Таблица 26

Коэффициент вихревых токов k_W

Характер поля	Неподвижный ротор	Вращающийся ротор	Синхронно-вращающийся ротор
Чистое переменное поле ($\kappa = 0$)	1	$1 + v^2$	2
Чистое вращающееся поле ($\kappa = 1$)	2	$(1 - v)^2$	0
Эллиптическое поле	$1 - \kappa^2$	$(1 - \kappa v)^2 + (\kappa - v)^2$	$2(1 - \kappa)^2$

остается неизменным и является либо переменным, либо вращающимся. Исключение составляют только однофазные машины.

Действительные потери от вихревых токов в машинах и трансформаторах значительно выше потерь, рассчитанных с помощью коэффициента потерь. Причина этого заключается в неплотности изоляции листов и образовании заусенцев при штамповке.

Добавочные потери вследствие неплотности изоляции листов зависят от типа изоляции и давления сжатия [116]. Нижеописанные опыты ограничиваются только лаковой изоляцией. В результате многочисленных опытов с предварительно очищенными от заусенцев и затем покрытыми лаком листами толщиной 0,5 мм при давлении 15 кг/см² было установлено удельное сопротивление в направлении поперек пакета стали $\rho_i = 1 \text{ ом} \cdot \text{м}$. Опыты проводились на отдельных листах, а затем выводилась средняя величина. При этом каждый раз производилось взаимное наложение двух листов, которые использовались одновременно в качестве электродов. Двойной слой лака имеет сопротивление $5 \cdot 10^{-4} \text{ ом} \cdot \text{м}^2$.

На рис. 149 показано шихтованное ярмо машины. Удельное сопротивление ρ в направлении слоев значительно меньше ($0,5 \times 10^{-6} \text{ ом} \cdot \text{м}$), чем сопротивление ρ_i в направлении поперек слоев. Поэтому можно принять $\rho = 0$ и рассчитывать потери по (394а) с $b = h_j$. Последнее условие справедливо в том случае, если пакет по обоим концам не замыкается накоротко конструктивными деталями, как, например, у трансформаторов. В машинах же пакет с одной стороны в большей или меньшей мере закончен (см. рис. 149). При этом следует принять $b = 2h_j$.

Добавочные потери в трансформаторах составляют:

$$V_{W,i} = \frac{4}{3\rho_i} (\xi_E f h_j B)^2 [\text{вт/м}^3]. \quad (397)$$

В машинах они вчетверо больше. При $h_j = 0,5 \text{ м}$, $\xi_E = 1,11$, $B = 1 \text{ вб/м}^2$ добавочные потери $V_{W,i} = 0,133 \text{ вт/кг}$. Эта величина была подтверждена многочисленными опытами со спрессованными и очищенными от заусенцев пакетами листовой стали с $h_j = 0,5 \text{ м}$. Было также подтверждено, что при закорачивании пакета на одном конце добавочные потери возрастают приблизительно в четыре раза. Добавочные потери из-за неплотной изоляции листовой стали играют роль только для крупных машин. При высоте ярма h_j от 0,2 до 0,4 м и при $B_j = 1 \text{ вб/м}^2$ они составляют приблизительно от 0,1 до 0,4 вт/кг. В малых машинах они совершенно незначительны.

Значительно более высокие добавочные потери вызывают заусенцы. Для расчета этих добавочных потерь рассмотрим сечение ярма (рис. 150). Шихтованный в вертикальном направлении пакет высотой h_j и шириной l (м) замыкается на обоих концах заусенцами. Обозначим их удельное сопротивление через ρ_G . Оно выражается в омах и означает сопротивление на площади $1 \times 1 \text{ м}^2$ в направлении, перпендикулярном плоскости рисунка. Ширину пакета в направлении, перпендикулярном этой плоскости, примем равной 1 м. Далее предполагаем, что токи в заусенцах незначительны и что их реакцией на поле можно пренебречь. При этом для элементарного контура тока на расстоянии x от конца пакета получаем:

$$-h_j \rho dS + 2\rho_G dx J_G = -h_j dx dB/dt, \quad (398)$$

где S — плотность тока, а/м²; J_G — ток в заусенцах, а/м; ρ — удельное сопротивление листовой стали, ом·м; ρ_G — удельное сопротивление заусенцев, ом; B — индукция, вб/м².

Ток в заусенцах составляет:

$$J_G = \int_0^x S dx. \quad (399)$$

После дифференцирования (398) и при учете (399) получаем дифференциальное уравнение вихревых токов:

$$-h_j \rho \frac{d^2 S}{dx^2} + 2\rho_G S = 0, \quad (400)$$

решение которого дает уравнение

$$S = C e^{kx} + B e^{-kx}, \quad (401)$$

где $k = \sqrt{2\rho_G/\rho h_j}$ [м⁻¹]. Постоянные интегрирования определяются из граничных условий.

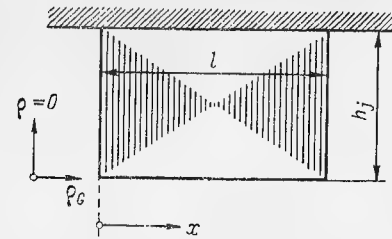


Рис. 150. Система координат для расчета вихревых токов вследствие наличия штамповочных заусенцев.

В случае величин, изменяющихся во времени синусоидально, при $x = l/2$ будет:

$$S = 0, \quad (402a)$$

а при $x = 0$

$$S \cdot 2h_j \rho + 4\rho_G \int_0^{l/2} \left[\int_0^x S dx \right] dx = j\omega B h_j l. \quad (402b)$$

Из (401), (402a и б) получается:

$$S = \frac{j\omega B k h_j \sinh k(l/2 - x)}{2\rho_G \cosh kl/2}. \quad (403)$$

Потери в листах, вызванные токами в направлении вдоль листов, будут составлять:

$$V' = 2\rho h_j \int_0^{l/2} S^2 dx \approx \frac{(\omega B h_j)^2 \rho}{2\rho_G^2}, \quad (404)$$

а потери в заусенцах:

$$V'' = 4\rho_G \int_0^{l/2} \left[\int_0^x S dx \right]^2 dx \approx \frac{(\omega B h_j)^2 l}{2\rho_G}. \quad (405)$$

Первые из этих потерь в большинстве случаев значительно меньше вторых, и поэтому ими можно пренебречь.

Потери вследствие образования заусенцев будут выражаться уравнением

$$V_{w, g} \approx \frac{(\omega B^2) h_j}{2\rho_G} = \frac{16h_j}{\rho_G} (f\xi_E B)^2 [\text{вт/м}^3], \quad (406)$$

если индукция принимается в веберах на квадратный метр. Уравнение (406) имеет известное сходство с уравнением (397). Однако добавочные потери вследствие образования заусенцев линейно пропорциональны высоте ярма h_j , в то время как добавочные потери вследствие неполноценности изоляции листовой стали пропорциональны квадрату высоты ярма. От длины статора или ротора оба вида добавочных потерь независимы. Если листы с одной стороны пакета замыкаются накоротко конструктивными деталями, то в расчет следует принимать вдвое меньшую величину сопротивления ρ_G .

Практическому применению уравнения (406) препятствует недостаточное знание и большие колебания удельного сопротивления заусенцев ρ_G . Величина этого сопротивления зависит от штамповки, от конструкции и от давления. Кроме того, часто большую роль играют не поддающиеся учету случайности. На практике очень часто ненормально большие добавочные потери значительно снижаются путем простого обстукивания зубцов молотком. Автору известен лишь один-единственный случай измерения сопротивления заусенцев. На небольшом статорном листе с наружным диа-

метром 126 мм при довольно больших заусенцах было установлено, что $\rho_G = 0,8 \text{ ом}$. Если принять, что $\rho_G = 1 \text{ ом}$, $B = 1 \text{ вб/м}^2$, $f = 50 \text{ гц}$ и $h_j = 0,1 \text{ м}$, то по (406) получим $V_{w, g} = 5000 \text{ вт/м}^3$. Таким образом, при нормальных потерях $V_{10} = 12\,500 \text{ вт/м}^3$ добавочные потери составляют 40%.

В малых машинах с небольшой высотой ярма добавочные потери будут меньше, а в закрытых машинах с поверхностным охлаждением они будут больше, так как листы пакета замыкаются корпусом машины.

Ввиду ненадежности расчета добавочные потери обычно учитываются посредством установленного эмпирическим путем прибавочного коэффициента. Более подробные данные об этом приведены в гл. 11.

в) Общие потери при перемагничивании и коэффициент потерь

Суммарные потери, которые возникают в 1 кг листовой стали при переменном перемагничивании, согласно (389) и (394б) составляют:

$$V \approx \left[\varepsilon \frac{f}{50} + \sigma \left(\frac{f}{50} \right)^2 \right] B^2 [\text{вт/кг}]. \quad (407)$$

Значения постоянных ε и σ приведены для некоторых сортов листовой стали в табл. 25.

По правилам VDE, качество листовой стали оценивается по потерям при $B = 1,0$ и $1,5 \text{ вб/м}^2$ и при синусоидальном изменении индукции с частотой 50 гц. Соответствующие потери в 1 кг листовой стали обозначают через V_{10} и V_{15} и называют коэффициентами потерь (удельными потерями). Определение потерь производится с помощью аппарата Эпштейна.

На рис. 151 показаны потери при 50 гц для некоторых сортов листовой стали в зависимости от индукции.

Как видно из кривых рис. 151, а также из сравнения коэффициентов потерь V_{10} и V_{15} , приведенных в табл. 25, зависимость потерь от индукции не является точно квадратичной. Поэтому

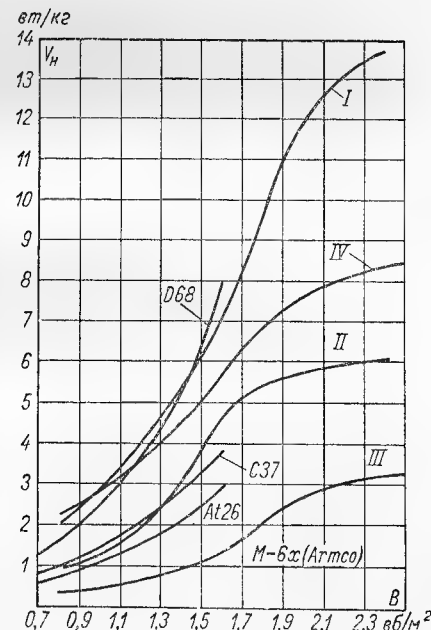


Рис. 151. Суммарные потери в листовой стали (при 50 гц), сорта стали — по рис. 144.

уравнение (407) можно рассматривать лишь как приближенное уравнение для диапазона $B \leq 1,6 \text{ вб/м}^2$. Потери для сортов листовой стали D68, C37 и At26 при индукциях $B > 1,6 \text{ вб/м}^2$ могут оцениваться путем сравнения с кривыми I, II и III.

ГЛАВА СЕДЬМАЯ

ПОТЕРИ В СТАЛИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАШИН

1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Наиболее простым является расчет потерь в стали трансформаторов, в которых имеет место чистое переменное перемагничивание. Индукция изменяется во времени в соответствии с приложенным напряжением, причем в большинстве случаев это изменение протекает синусоидально. При несинусоидальном изменении напряжения изменение индукции во времени раскладывается на отдельные гармонические и потери рассчитываются отдельно для каждой гармонической. Если при перемагничивании имеются только два симметричных максимума, то потери на гистерезис будут независимы от высших гармонических. В этом случае под действием высших гармонических повышаются только потери от вихревых токов.

Влияние высших гармонических на потери от вихревых токов может учитываться посредством коэффициента k_w , величина которого [см. (365)] составляет:

$$k_w = \frac{1}{B^2} \sum_{v=2}^{\infty} v^2 B_v^2. \quad (408)$$

Если индукция распределяется по сечению стали довольно равномерно, то потери можно рассчитывать по весу стали и коэффициентам потерь согласно (407). Добавочные потери из-за несовершенства изоляции листовой стали и образования заусенцев рассматривались в § 4, б гл. 6. Добавочные потери, вызываемые стыковыми разъемами, как будет показано в § 6 настоящей главы, очень незначительны. Тем не менее, добавочные потери заметны и в трансформаторах, так как основные потери сами по себе невелики.

Источниками добавочных потерь являются: несовершенство изоляции, стыкование, выполненное вперекры, и отверстия под болтовые соединения. Все вместе они могут достигать от 20 до 50 % основных потерь [127].

Более сложен расчет потерь в стали дросселей, предварительно намагниченных постоянным током, которые применяются в ма-

гнитных усилителях. Потери на гистерезис должны рассчитываться по петле гистерезиса, имеющей в данном случае своеобразную форму (см. рис. 145).

В § 4, а гл. 6 было показано, каким образом можно определить площадь этой петли. Зависимость между потерями на гистерезис и предварительным намагничиванием $B_0 = (B_1 + B_2)/2$, а также переменной индукцией $B_w = (B_1 - B_2)/2$ достаточно сложна. В противоположность этому потери от вихревых токов могут рассчитываться обычным способом только по переменной индукции.

Расчет потерь в стали электрических машин гораздо сложнее, так как здесь намагничивание не является чисто переменным и могут возникать значительные поля высших гармонических. Кроме того, в большинстве случаев распределение индукции по сечению стали неравномерно. В гл. 4 было подробно исследовано распределение поля в различных частях машины. Расчет потерь в стали осуществляется на основе результатов этих исследований.

Ввиду многочисленных затруднений при расчете потерь приходится принимать ряд существенных упрощений. Поэтому такой расчет может дать лишь приближенную величину потерь в электрических машинах.

Добавочные потери обычно не поддаются простому расчету. Их подразделяют на две группы. К первой группе относятся потери, зависящие от напряжения, а ко второй — потери, зависящие от тока.

Часть потерь первой группы, а именно потери из-за несовершенной изоляции листовой стали и в результате образования заусенцев, уже рассматривалась в гл. 4 (§ 4, б). Другая часть потерь, зависящих от напряжения, т. е. поверхностные и пульсационные потери, рассматриваются в § 4 и 5 настоящей главы.

Все зависящие от напряжения потери учитываются посредством соответствующих поправочных коэффициентов. Так как добавочные потери, обусловливаемые напряжением, могут довольно просто определяться путем измерений на холостом ходу, то и поправочные коэффициенты также могут легко проверяться и определяться заново.

Иначе обстоит дело с добавочными потерями, зависящими от тока. Лишь в редких случаях удастся установить эти потери экспериментальным путем. Добавочные потери могут возникать как в активной стали и меди машины, так и в ее конструктивных деталях. Только некоторые из них могут рассчитываться с известной точностью.

Ввиду того, что зависящие от напряжения добавочные потери могут определяться путем измерений на холостом ходу, на практике под добавочными потерями обычно понимают только зависящие от тока добавочные потери, измерить которые очень трудно. Эти потери рассматриваются в гл. 11.

2. ПОТЕРИ В ЯРМЕ

§ 5, а гл. 4 было показано, что индукция в ярме складывается из тангенциальной и радиальной составляющих. Там, где радиальная составляющая исчезает (на внутренней кромке ротора и на наружной кромке статора), происходит чисто переменное перемагничивание. Во всех других точках ярма действуют обе составляющие, и поэтому здесь имеет место комбинация переменного и вращательного перемагничивания. В двухполюсных машинах без внутреннего отверстия в роторе обе составляющие в роторе между собой равны, и поэтому происходит только вращательное перемагничивание. Однако в большинстве случаев радиальная составляющая значительно меньше тангенциальной, и практически можно считать, что имеет место переменное перемагничивание. Различия в потерях на гистерезис согласно новейшим исследованиям в рабочем диапазоне индукции (см. рис. 148) невелики. Если учесть неравномерное распределение индукции в радиальном направлении, которое дает небольшую величину вращательного перемагничивания, а также внутренние напряжения в материале вследствие обработки, то можно считать, что будет происходить повышение потерь на гистерезис с коэффициентом $k_{Hj} \approx 1,1 \cdot 1,27 = 1,34$.

Вес ярма составляет:

$$G_j \approx \frac{\pi}{4} (D_1^2 - D_2^2) s [\text{кг}], \quad (409)$$

где D_1 и D_2 — наружный и внутренний диаметры ярма, м, а s — плотность.

Потери на гистерезис

$$V_H = k_{Hj} \epsilon \left(\frac{f}{50} \right) B_j^2 G_j [\text{Вт}]. \quad (410)$$

Потери от вихревых токов в листовой стали при однородном поле выражаются уравнением (394а). Если поле неоднородно, то потери в любой точке стального листа определяются индукцией в ней. Для расчета потерь необходимо вычислить интеграл

$$V_W = \text{const} \int_V B^2 dv.$$

Чтобы упростить расчет, разложим индукцию на тангенциальную и радиальную составляющие (265) и (266). Потери в роторе при отношении $\rho = R_2/R_1$ будут:

$$V_W = \text{const} \int_{R_2}^{R_1} (B_t^2 + B_r^2) \pi dR = \text{const} \frac{2\pi B_L^2 R_1^2}{p} \times \left[\frac{1}{1-\rho^{2p}} - \frac{1}{1-\rho^{-2p}} \right]. \quad (411)$$

Для расчета потерь в статоре R_1 должно быть заменено R_2 . Отнесем эти потери к потерям однородного в тангенциальном направлении поля с максимальной величиной индукции B_j ; эти потери составляют:

$$V_{W'} = \text{const} B_j^2 \pi (R_1^2 - R_2^2). \quad (412)$$

Максимальное значение средней величины индукции по высоте спинки ярма в статоре составляет $B_{j1} = B_L R_2 / (R_1 - R_2) p$, а в роторе $B_{j2} = B_L R_1 / (R_1 - R_2) p$. Отношение потерь при действительном поле к потерям при однородном поле будет как для статора, так и для ротора равно

$$k_W = \frac{V_W}{V_{W'}} = \frac{2p(1-\rho)}{1+\rho} \times \left[\frac{1}{1-\rho^{2p}} - \frac{1}{1-\rho^{-2p}} \right]. \quad (413)$$

Между относительными величинами $\rho = R_2/R_1$ и h_j/τ существует следующая зависимость: для статора

$$\rho = \frac{p}{p + \pi h_j/\tau}; \quad (414a)$$

для ротора

$$\rho = 1 - \pi h_j/\tau p. \quad (414б)$$

Коэффициент k_W выражает повышение потерь от вихревых токов вследствие своеобразного неравномерного распределения поля в ярме по сравнению с его равномерным распределением при постоянной магнитной проницаемости. Значения k_W даны на рис. 152 в зависимости от отношения h_j/τ для различных чисел полюсов. Для статора эти величины значительно меньше, чем для ротора. Эти значения, в частности для двухполюсного ротора без внутреннего отверстия ($\rho = 0$), можно очень просто проверить. По (414б) получаем $h_j/\tau = 1/\pi = 0,32$, а из рис. 152 находим, что $k_W = 2$. В этом случае имеет место чистое вращающееся перемагничивание, вследствие чего потери от вихревых токов должны быть вдвое больше, чем при переменном перемагничивании (см. табл. 26).

Однако в действительности магнитная проницаемость стали не является постоянной, как предполагалось до сих пор. Вследствие этого распределение индукции как в радиальном, так и в тангенциальном направлении сильно выравнивается (см. рис. 113). Для практического расчета можно принять, что тангенциальная составляющая индукции в радиальном направлении постоянна и что радиальная составляющая линейно уменьшается от максимального значения до нуля; при этом потери будут составлять:

$$V_W \approx \text{const} \pi (R_1^2 - R_2^2) [B_j^2 + B_L^2/3], \quad (415)$$

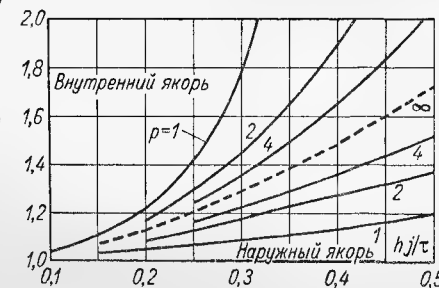


Рис. 152. Коэффициент вихревых токов k_W по уравнению (413) в зависимости от отношения h_j/τ .

а коэффициент k'_w с $h_j = R_1 - R_2$ будет:

$$k'_w \approx 1 + \frac{1}{3} (\pi h_j / \tau)^2 = 1 + 3,3 (h_j / \tau)^2. \quad (416)$$

Уравнение (416) справедливо как для статора, так и для ротора и не зависит от числа полюсов. Погрешность, возникающая вследствие принятых предположений, меньше, чем при предположении постоянной магнитной проницаемости. Для $h_j / \tau = 0,3$ получаем $k'_w = 1,21$, в то время как по кривым рис. 152 для статора ($p > 2$) получалось $k_w = 1,08 \div 1,3$, а для ротора $k_w = 1,3 \div 1,45$. Лишь для случая, когда ротор не имеет внутреннего отверстия, уравнение (416) дает слишком малые значения. Однако на практике такие случаи очень редки, так как ротор всегда имеет отверстие для вала. Впрочем, в современных машинах ярмо используется значительно лучше, чем в более старых машинах, и отношение h_j / τ стало гораздо меньше, чем прежде. В среднем для современных машин можно принять $k'_w \approx 1,35$.

Кроме того, потери от вихревых токов повышаются вследствие несовершенства изоляции листовой стали, а также образования заусенцев. В гл. 6 (§ 4, б) показано, как можно рассчитывать эти добавочные потери. Однако посредством многочисленных опытов с циклическим перемагничиванием статорного ярма, так называемых кольцевых испытаний, выявить какую-либо закономерность для этих потерь не удалось. В результате измерений, произведенных на высоколегированной листовой стали ($V_{10} = 1,5 \text{ wt\%}$), было установлено, что потери от вихревых токов повышаются вследствие несовершенства изоляции и образования заусенцев в среднем в 1,65 раза. Полное повышение потерь от вихревых токов в ярме статора можно принять $k_{wj} \approx 1,35 \cdot 1,65 = 2,23$ -кратным. Суммарные потери в стали ярма при этом составляют:

$$V_j = B_j^2 (k_{Hj} \varepsilon + k_{wj} \sigma) [\text{вт/кг}]. \quad (417)$$

Для высоколегированной листовой стали с $\varepsilon = 1,17$ и $\sigma = 0,33$ повышение суммарных потерь будет $k_j = (1,34 \cdot 1,17 + 2,23 \times 0,33) / 1,5 = 1,53$ -кратным. Эта величина справедлива как для синхронных, так и для асинхронных машин. Для машин постоянного тока никаких данных об измерениях нет. Однако, учитывая более высокое содержание высших гармонических в кривой потока возбуждения и большую долю вращающегося перемагничивания, можно утверждать, что добавочные потери машин постоянного тока выше, чем у машин трехфазного тока. Мы считаем, что для них $k_{Hj} \approx 1,45$ и $k_{wj} \approx 2,5$.

Вес ярма, оказывающий решающее влияние на потери, составляет:

$$G_j = 0,25\pi (D_a^2 - D_i^2) l k_{Fe} s [\text{кг}], \quad (418)$$

где D_a — наружный диаметр, м; D_i — внутренний диаметр, м; l — длина стального ярма, м; $k_{Fe} = 0,9 \div 0,95$ — коэффициент заполнения стали; $s \approx 7700$ — плотность.

В роторе коллекторных электродвигателей трехфазного тока происходит такое же перемагничивание, как в асинхронных машинах. Для машин обоих типов справедливо уравнение (417), причем потери на гистерезис должны умножаться на отношение частоты ротора к номинальной частоте $f_2 / f_1 = s$ (т. е. скольжение), а потери от вихревых токов — на квадрат этого отношения s^2 .

В однофазных коллекторных машинах, например электродвигателях с последовательным возбуждением, процесс перемагничивания является более сложным. Повышение потерь на гистерезис, которое определяется коэффициентом k_{Hj} , в подсинхронном диапазоне составляет

$$k_{Hj} \approx 1,1, \quad (419a)$$

а в сверхсинхронном диапазоне

$$k_{Hj} \approx 1,1 \cdot 0,55s / (1 - s). \quad (419б)$$

В случае потерь от вихревых токов прибавляются еще потери движения, так что коэффициент k_{wj} , с учетом k_w по (413), составляет:

$$k_{wj} \approx k_w + (1 + s)^2. \quad (419в)$$

3. ПОТЕРИ В ЗУБЦАХ

В зубцах происходит практически чисто переменное перемагничивание. Повышение потерь на гистерезис вследствие обработки является в зубцах ввиду их малых размеров более значительным, чем в ярме. Мы считаем, что здесь коэффициент $k_{Hz} \approx 1,2$.

Повышение потерь от вихревых токов обусловливается в основном отклонением кривой потока возбуждения от синусоидальной формы. Ввиду того, что потери от вихревых токов согласно (394а) пропорциональны квадрату индукции и квадрату частоты, коэффициент k_{wz} можно рассчитывать по уравнению

$$k_{wz} = \frac{1}{B^2} \sum v^2 B_v^2. \quad (420)$$

При малом зубцовом делении можно принять, что индукция в зубцах пропорциональна индукции в воздушном зазоре. Поэтому сумма в (420) может быть рассчитана по кривой потока возбуждения. На холостом ходу коэффициент k_{wz} составляет для синхронных машин приблизительно 1,55, для асинхронных — примерно 1,3 и для машин постоянного тока — около 1,75.

Добавочные потери вследствие несовершенной изоляции листовой стали играют для зубцов, ввиду их малой ширины, второстепенную роль. То же самое относится и к добавочным потерям вследствие образования заусенцев, если зубцы дополнительно не обрабатываются. Если же пазы, напротив, дополнительно опиливаются, то эти добавочные потери приобретают такую

величину, которая уже не может не учитываться. Суммарные потери в зубце составляют:

$$V_z = B_z^2 (k_{Hz} \epsilon + k_{Wz} \sigma) [\text{вт/кг}]. \quad (421)$$

При расчете потерь по (421) добавочные потери составляют от 20 до 30 %, в то время как многочисленные измерения, проведенные на крупных синхронных машинах, показывают, что добавочные потери в зубцах колеблются в пределах от 40 до 200 %. В качестве средней величины для синхронных машин справедливо 100 %-ное повышение. Это различие объясняется добавочными потерями, которые вызываются полями вблизи зубца, часто имеющими радиальное направление и ведущими себя точно так же, как зубцовое поле. Разделить поля и добавочные потери, возникающие в самих зубцах и в непосредственной близости от них, практически невозможно. Поэтому приходится объединять все добавочные потери одним коэффициентом k_z , величина которого определяется на основе практических наблюдений. Для синхронных машин $k_z \approx 2,0$, для асинхронных машин (включая поверхностные и пульсационные потери) $k_z \approx 1,8$ и для машин постоянного тока $k_z \approx 2,5$.

Для расчета потерь в стали зубцов достаточно принять среднюю величину индукции, а именно величину индукции для середины зубца, и по этой индукции определять потери для всего зубца. Ввиду насыщения действительная средняя величина несколько меньше величины в центре зубца, однако разница практического значения не имеет. Индукция в зубцах составляет для машин трехфазного тока от 1,5 до 1,8 вб/м². Поэтому можно рекомендовать применять в качестве расчетной величины коэффициент потерь при 1,5 вб/м² ($V_{1,5}$); зубцовые потери при этом составляют:

$$V_z = V_{1,5} B_{zm}^2 k_z [\text{вт/кг}]. \quad (422)$$

В машинах постоянного тока индукция в наиболее узкой части зубца достигает значений, которые часто превышают 2,0 вб/м². При этом потери в стали уже не пропорциональны квадрату индукции, а становятся несколько меньше. Однако при практических расчетах это часто не учитывают и рассчитывают потери также по (422).

Под нагрузкой форма поля, особенно в синхронных машинах и машинах постоянного тока, искажается больше, чем на холостом ходу. Вследствие этого можно ожидать более высоких добавочных потерь. Точные измерения на этот счет отсутствуют. Однако ввиду того, что добавочные потери определяются преимущественно не формой поля, а многочисленными радиальными дополнительными полями, большого повышения потерь можно не опасаться. Поэтому на практике расчеты проводятся для режима нагрузки с тем же коэффициентом k_z , что и для холостого хода.

Вес зубцов, оказывающий решающее влияние на потери, рассчитывается исходя из их формы. При низких требованиях в отношении точности этот вес можно принять равным

$$G_z \approx N b_{zm} h_z l s k_{Fe} [\text{кг}], \quad (423)$$

где N — число пазов; b_{zm} — средняя ширина зубцов, м; h_z — высота зубцов, м; l — длина стали зубцов, м; s (приблизительно 7700) — плотность стали; k_{Fe} (примерно от 0,9 до 0,95) — коэффициент заполнения стали.

4. ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПОТЕРИ

В воздушном зазоре электрической машины наряду с основным полем действуют многочисленные высшие гармонические, которые с различной скоростью вращаются относительно поверхностей статора и ротора. Эти поля возникают вследствие особой формы полюсных башмаков, несинусоидального характера кривой возбуждения обмотки, искажения поля при нагрузке или насыщении стали. Однако наибольшие по величине и наиболее значительные по своему действию высшие гармонические создаются пазами. При этом различают высшие гармонические, вызываемые открытиями пазов, которые пропорциональны основному полю, и высшие гармонические, обусловливаемые ступенчатой формой кривой возбуждения, которые пропорциональны пазовому току. Первые из них зависят от напряжения, а вторые — от тока.

Высшие зубцовые гармонические, т. е. обусловливаемые как открытием пазов, так и намагничивающей силой в пазах, имеют очень высокую частоту и малое полюсное деление. Коэффициент χ в уравнении (295) может быть принят равным единице и при этом поверхностные потери будут при $B_u = B_o$ составлять:

$$V_{o,1} \approx \frac{10^{3,5}}{2\pi} (B_u \tau)^2 \frac{f^{1,5}}{\sqrt{\rho \mu_r}}. \quad (424)$$

Полюсное деление здесь $\tau \approx \tau_z/2$, а частота $f = Nn/60$; при этом потери становятся равными

$$V_{o,1} = k_o (Nn)^{1,5} (B_u \tau_z)^2 [\text{вт/м}^2], \quad (425)$$

где

$$k_o = \frac{10^{3,5}}{8\pi \sqrt{\rho \mu_r}} [\text{ом}^{-1} \cdot \text{сек}^{-0,5}]. \quad (426)$$

К такому же результату приходит Рихтер (Richter), но несколько иным путем [25]. Он предполагает, что входящий в сталь поток $B_o \tau_z/\pi$ распределяется наполовину влево и наполовину вправо. При условной толщине стали b первоначальная индукция составляет $B_o \tau_z/2\pi b$. При этом имеет место случай, когда поле направлено параллельно поверхности, и поэтому можно

применить (283). Однако ввиду того, что поток и вихревые токи образуются в данном случае только вдоль одной поверхности, для условной толщины стали следует принять величину $2b$. Произведение Bb в (283) становится равным $B_u \tau_z / \pi$. Продолжая этот расчет, получим такую же величину поверхностных потерь, как по (425).

Теперь с помощью (425) рассчитаем поверхностные потери, обусловливаемые пазовым раскрытием. Согласно рассмотрению, проведенному в § 2, в гл. 4, максимальная величина индукции составляет:

$$B_u = \beta k_c B_L = \frac{\tau_z (k_c - 1)}{S'} B_L = \frac{\tau_z (k_c - 1)}{1,7S} B_L, \quad (427)$$

где B_L — индукция в воздушном зазоре, вб/м^2 ; k_c — коэффициент Картера; β — вспомогательная функция, которая приведена на рис. 101 и в табл. 16. Если предположить, что эта высшая гармоническая потока распределена чисто синусоидально вдоль зубцового деления, то потери можно рассчитать с учетом вышеприведенной величины индукции по (425). При очень узких пазах распределение индукции отклоняется от синусоидальной формы, ввиду чего кривую приходится раскладывать на отдельные гармонические и рассчитывать потери для каждой из них. Сумма рассчитанных таким образом потерь отличается лишь незначительно от потерь, которые рассчитываются по основной волне зубцовой гармонической с помощью (427). Соответствующий поправочный коэффициент κ рассчитан Рихтером и приведен на рис. 153 в зависимости от отношения $\tau_z / S' \approx \tau_z / 1,7S$ (S — пазовое раскрытие). При открытых пазах это отношение равно приблизительно единице, а при полужакрытых пазах оно составляет от двух до четырех. Поправочный коэффициент κ равен при этом максимально 1,1 или соответственно 0,9.

Согласно (425) поверхностные потери от длины стали в аксиальном направлении не зависят. Это соответствует принятой предпосылке о том, что вихревые токи протекают только в направлении оси y (рис. 154). Для $\rho = 0,1 \cdot 10^{-6} \text{ ом} \cdot \text{м}$ и $\mu = 2000$ вспомогательная величина k_0 согласно (426) равна $8,9 \cdot 10^3 \text{ ом}^{-1} \cdot \text{сек}^{-0,5}$. Измерения, проведенные на машинах с открытыми пазами, для которых $\kappa \approx 1$, дали следующие значения [25]:

Для массивных полюсных башмаков из кованой стали	$k_0 = 10,8 \cdot 10^3 \text{ ом}^{-1} \cdot \text{сек}^{-0,5}$
Для массивных полюсных башмаков из чугуна	$k_0 = 8,1 \cdot 10^3$ »
Для полюсных башмаков из листовой стали толщиной 2 мм	$k_0 = 3,95 \cdot 10^3$ »
Для полюсных башмаков из листовой стали толщиной 0,5 мм	$k_0 = 1,5 \cdot 10^3$ »

Эти измерения проводились на очень низколегированной стали ($\rho \approx 0,15 \cdot 10^{-6} \text{ ом} \cdot \text{м}$). Современная листовая сталь имеет гораздо

более высокое удельное сопротивление ($\rho = 0,25 \cdot 10^{-6} \div 0,5 \times 10^{-6} \text{ ом} \cdot \text{м}$), и значение коэффициента k_0 для этой стали (толщиной 0,5 мм) составляет 0,92 или соответственно $0,65 \times 10^3 \text{ ом}^{-1} \cdot \text{сек}^{-0,5}$.

Как видно из приведенных величин, применение листовой стали вместо массивной существенно снижает поверхностные потери. Значения k_0 для хорошо изолированных друг от друга стальных листов приблизительно пропорциональны их толщине. Расчет k_0 связан с большими математическими трудностями, и поэтому приходится применять приведенные выше значения, установленные экспериментальным путем. При обработке поверхности полюсных башмаков изоляция частично перекрывается заусенцами, вследствие чего потери возрастают в зависимости от вида обработки на 50—100%.

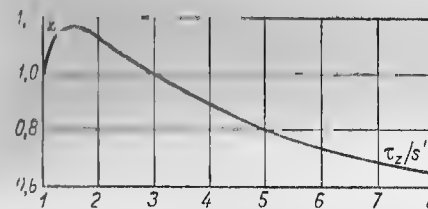


Рис. 153. Поправочный коэффициент κ для расчета пульсационных потерь, вызываемых раскрытием пазов.

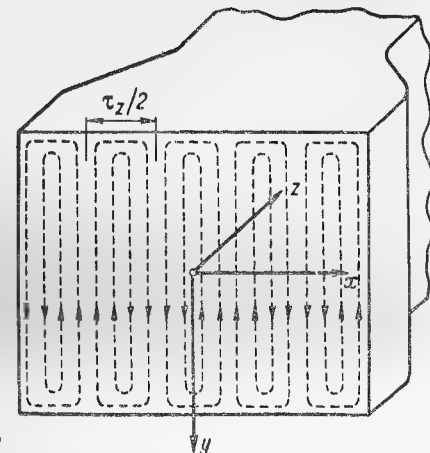


Рис. 154. Система координат для расчета поверхностных потерь.

Полные поверхностные потери машины пропорциональны площади поверхности расточки статора. Следует учитывать, что индукция B_0 не везде имеет одновременно одинаковые значения. Она изменяется в соответствии с индукцией основного поля в воздушном зазоре от нуля до B_0 . При синусоидальном поле средняя квадратичная величина равна половине квадрата амплитудного значения. Поэтому поверхностные потери для всей машины составляют:

$$V_0 \approx V_{0,1} \frac{\pi D l}{2} [\text{вт}]. \quad (428)$$

Уравнение (428) справедливо для синхронных машин и машин постоянного тока, но является приближенным, так как полюсные башмаки вблизи нейтральной зоны отсутствуют. Однако погрешность незначительна, поскольку высшие гармонические в данной зоне невелики и их влияние на общие потери мало. В некоторых машинах расчетная поверхность может уменьшаться путем раскрытия пазов, однако это уменьшение в большинстве случаев

также незначительно. При определенных условиях поверхностные потери переходят в иные виды потерь, в частности в пульсационные потери в зубцах. Это происходит в том случае, когда в одной части машины ширина головок зубцов приблизительно равна или меньше раскрытий пазов другой части, как, например, в асинхронных машинах.

Рассчитаем величину поверхностных потерь на конкретном примере. Синхронная машина с $B_L = 0,8$ вб/м² и $k_c = 1,1$ при $S/\delta = 1,5$ имеет $\beta = 0,10$ и при этом согласно (427) индукция будет составлять $B_o = 0,1 \cdot 1,11 \cdot 0,8 = 0,088$ вб/м². Далее, $\tau_z = 0,035$ м, $N = 144$ и $n = 8,33$ об/сек. Потери в массивных полюсных башмаках, вызываемые наличием пазов, будут по (425) равны

$$V_o = 23,3 (144 \cdot 8,33)^{1,5} (0,035 \cdot 0,088)^2 = 4260 \text{ [вт/м}^2\text{]}.$$

5. ПУЛЬСАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ В ЗУБЦАХ

Высшие гармонические пазов, проникающие в противоположную часть машины и распространяющиеся дальше вдоль поверхности расточки, вызывают, как указывалось в § 4, поверхностные потери. Однако при определенных условиях высшие гармониче-

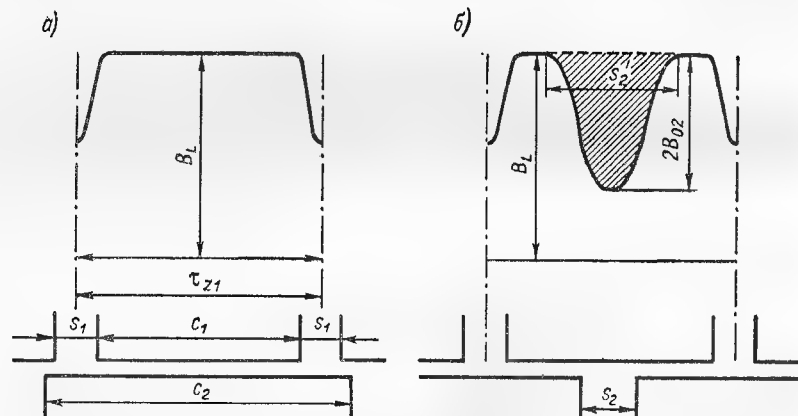


Рис. 155. Пульсации зубцового потока при двух различных положениях ротора относительно статора (а, б).

ские пазов могут проникать в зубец и охватывать паз. В этом случае поверхностные потери частично отсутствуют и вместо них возникают пульсационные потери.

Для того чтобы объяснить возникновение этих потерь, рассмотрим два предельных положения зубцов, которые показаны на рис. 155, а и б. В первом положении оба зубца точно противостоят друг другу, а во втором положении верхний зубец находится напротив паза другой части машины. Как видно из сравне-

ния этих двух рисунков, зубцовый поток уменьшается во втором случае на величину заштрихованного участка. Площадь этого участка равна $B_{o2}S_2$, а амплитуда переменной индукции в середине зубца, где имеет место средняя индукция B_{zm1} , с учетом (216) и (219), составляет:

$$B_{p1} = \frac{B_{o2}S_2}{2\tau_{z1}} \frac{B_{zm1}}{B_L} = \frac{\gamma_2 \delta k_c}{2\tau_{z1}} B_{zm1}. \quad (429)$$

Вследствие насыщения стали рассчитанная выше пульсация поля ослабевает. Рихтер (Richter) считает, что такое ослабление имеет величину порядка обратной величины коэффициента Картера (k_c). При этом амплитуда переменной индукции будет:

$$B_{p1} \approx \frac{\gamma_2 \delta}{2\tau_{z1}} B_{zm1} = \frac{\tau_{z2}}{2\tau_{z1}} \cdot \frac{k_{c2} - 1}{k_{c2}} B_{zm1}. \quad (430)$$

Рихтер сравнил уравнение (430) с экспериментальными данными Благстада (Bragstad) и Френкеля (Fraenckel) и установил, что они близко совпадают между собой. Лишь в практически редко встречающемся случае, когда оба числа пазов равны между собой или когда одно число пазов кратно другому числу пазов, индукция становится несколько меньшей, чем по уравнению (430) [25]. Однако разница незначительна, и это уравнение может применяться во всех случаях.

Пульсационные потери (на 1 кг стали) могут рассчитываться по уравнению (394). При этом получается

$$V_p = \sigma (f B_p / 50)^2 \text{ [вт/кг]}, \quad (431)$$

где частота в статорном зубце составляет:

$$f_1 = n N_2 \text{ [гц]} \quad (432a)$$

и в роторном зубце:

$$f_2 = n N_1 \text{ [гц]}. \quad (432b)$$

Амплитуду переменной индукции для статора получаем по (430), а для ротора также по (430), поменяв в нем местами индуксы 1 и 2.

Частота пульсации имеет величину порядка 1000 гц. Убеждаемся, необходима ли еще поправка посредством коэффициента k_m [см. (279)] для учета реакции вихревых токов. При $\xi > 3$ поправка нужна. С принятыми обычно для среднелегированной листовой стали значениями $f = 1000$ гц, $\rho = 0,4 \cdot 10^{-6}$ ом·м и при толщине листовой стали $b = 0,0005$ м получаем предельное значение магнитной проницаемости по уравнению

$$\mu_r \leq \left(\frac{3}{2\pi b} \right)^2 \frac{\rho \cdot 10^7}{f} = \left(\frac{3}{2\pi \cdot 0,05} \right)^2 \frac{0,4 \cdot 10^{-6} \cdot 10^7}{1000} = 3700. \quad (433)$$

Средняя зубцовая индукция B_{zm} изменяется вдоль полюсного деления от максимального значения до нуля. Под большей частью

полюсного деления относительная магнитная проницаемость составляет $\mu_r < 3700$ и лишь в небольшой части $\mu_r > 3700$. Если не вводить поправку, которая сама по себе невелика, то рассчитанные таким образом потери будут несколько больше. Тем самым мы как бы учитываем небольшое повышение потерь вследствие образования заусенцев. Как показано в § 4, в гл. 6, образование заусенцев приводит лишь к очень небольшому повышению потерь в зубцах от вихревых токов. В противоположность этому, отклонение от синусоидального изменения пульсирующего потока во времени, а это определенно имеет место, вызывает значительное повышение потерь. Мы принимаем это повышение равным приблизительно 50%. Поэтому средняя квадратичная величина зубцовой индукции вдоль полюсного деления будет $0,5 \cdot 1,5 B_{zm}^2 = 0,75 B_{zm}^2$, а пульсационные потери в зубцах статора составят:

$$V_{p1} \approx 3 \cdot 10^4 \sigma (n N_2 B_{p1})^2 G_{z1} [\text{вт}]. \quad (434)$$

Для низколегированной листовой стали толщиной 0,5 мм (D68) следует подставлять $\sigma = 0,75$, а для высоколегированной листовой стали (C37) $\sigma = 0,33$. Путем взаимной замены индексов 1 и 2 получаем пульсационные потери в зубцах ротора.

При возникновении пульсационных потерь часть потока, распространяющегося вдоль поверхности, исчезает. Поверхностные потери уменьшаются. Насколько велико это уменьшение, установить трудно. Если пульсационные потери велики, т. е. приблизительно в один-два раза больше поверхностных потерь, то можно приблизительно считать, что исчезает примерно половина поверхностных потерь по (425).

Пульсация индукции в зубцах вызывается не только раскрытием пазов, но и намагничивающей силой в пазах противоположной части машины. Эти потери зависят от тока и рассматриваются в гл. 11.

6. ДОБАВОЧНЫЕ ПОТЕРИ В СТЫКАХ ЛИСТОВ АКТИВНОЙ СТАЛИ

Добавочные потери в стыках стали возникают [124] в первую очередь вследствие того, что поперечный поток входит в массивный в поперечном направлении лист электротехнической стали. Дальнейшие добавочные потери вызываются неравномерным распределением продольной индукции по толщине листа. Сперва обратимся к расчету потерь, вызываемых поперечным потоком. Потери от вихревых токов, создаваемые синусоидальным полем со средней индукцией B_{qm} , согласно (394) составляют (см. рис. 174):

$$V'_w = \frac{4}{3\pi} (h_0 f B_{qm} \pi / 2 \sqrt{2})^2 3 / \alpha h_0 [\text{вт/м}^3]. \quad (435)$$

Подставим сюда величину B_{qm} по (519) и учтем, что при проникновении в листовую сталь поперечный поток убывает прибли-

тельно линейно, так что в середине стального листа поперечная индукция становится равной нулю. Потери при этом составляют:

$$V_w = \frac{1}{3} V'_w = \frac{2\pi^2}{3\pi \alpha h_0} (b f B_2)^2 [\text{вт/м}^3]. \quad (436)$$

Расчет максимальной индукции в листовой стали B_2 , которая возникает в районе стыкового разъема, приведен в § 6 гл. 8. Она равняется $B_2 = B_m - B_1 = (1 - \delta') B_m$, где B_m — средняя индукция в листовой стали вне стыкового разъема.

В упомянутом примере мы предположили, что статор выполнен из сегментных листов с длиной перекрытия $h_0 = 0,25$ м, толщиной листов $b = 2 \times 0,0005 = 0,001$ м и средней индукцией $B_m = 1,5$ вб/м². Остальные данные приведены в § 6 гл. 8. Отсюда получается $B_2 = (1 - 0,655) \cdot 1,5 = 0,52$ вб/м² и

$$V_w = \frac{2\pi^2 (10^{-3} \cdot 50 \cdot 0,52)^2}{3 \cdot 0,5 \cdot 10^{-6} \cdot 140 \cdot 0,25} = 256 [\text{вт/м}^3],$$

или $256/7800 \approx 0,03$ вт/кг.

В то время как у машин добавочные потери в стыковых разъемах, как правило, незначительны и в большинстве случаев ими можно пренебречь, в трансформаторах они имеют важное значение. Причина этого заключается в малой величине основных потерь. Экспериментальные исследования Брехна (Brehna) [127] показали, что потери в стали при парной шихтовке и индукции 1,5 вб/м² увеличиваются приблизительно на 10%, а при одновременной шихтовке четырех листов — на 20%.

Рассмотренный сердечник имеет сечение $4,5 \times 4,5$ см², высоту $h_0 = 4,5$ и толщину листов $b = 2 \cdot 0,035 = 0,07$ см. Мы считаем, что $\delta = 0,001$ м, $d = 140$ м⁻¹, и при $B_2 \approx 0,52$ вб/м² получаем:

$$V_w = \frac{2\pi^2}{3 \cdot 0,5 \cdot 10^{-6} \cdot 140 \cdot 0,045} (0,7 \cdot 10^{-3} \cdot 50 \cdot 0,52)^2 \approx 700 [\text{вт/м}^3].$$

Добавочные потери на участках листов с нахлестом будут $6 \cdot 0,0045^3 \cdot 700 = 0,38$ вт. Полный вес магнитопровода равен $7000 \cdot 0,95 \cdot 2 \cdot 0,45^2 (0,135 + 0,200) \approx 10$ кг, и основные потери (при удельных потерях $V_{1,5} = 2,05$ вт/кг) будут $2,05 \cdot 10 = 20,5$ вт.

Добавочные потери от поперечного поля составляют $0,38/20,5 = 0,019$ -ую часть основных потерь и поэтому не могут объяснить измеренное повышение потерь на 10%.

Особый вид добавочных потерь возникает в стыках с предпочтительной ориентацией холоднокатаных электротехнических листов. Эти потери возникают вследствие того, что в стыках поле должно частично проходить поперек направления предпочтительной ориентации магнитных свойств. Для подавления этих потерь был предложен перекрой в 45° вместо 90°. При этом общие

потери снижаются на 8—10% (в модели сердечника по [127]). Однако одновременно увеличиваются затраты труда, а также отходы металла, что ставит под сомнение экономичность этого метода. Далее надо учитывать, что потери в стыке не зависят от длины h_0 . Следовательно, потери можно рассчитывать по числу стыковых разъемов.

Нужно, правда, заметить, что изображенный на рис. 174 стык является двойным и потери как на участке h_0 , так и вне его имеют одинаковую величину.

Дальнейшие добавочные потери возникают вследствие того, что продольная индукция в результате наличия стыков распределяется неравномерно. Поперечная индукция с осью y в направлении листов составляет:

$$B_q = B_{qs} \frac{\cosh(1+j)\alpha(y-h_0/2)}{\cosh(1+j)\alpha h_0/2}, \quad (437)$$

а продольная индукция, если не учитывать B_1 ,

$$B_d = \frac{2}{b} \int_0^y B_q dy = \frac{2B_{qs}}{(1+j)\alpha b} \frac{\sinh(1+j)\alpha(y-h_0/2) - \sinh(1+j)\alpha h_0/2}{\cosh(1+j)\alpha h_0/2}. \quad (438)$$

Средняя квадратичная величина продольной индукции

$$\begin{aligned} B_{dm}^2 &= \frac{1}{h_0} \int_0^{h_0} B_d^2 dy = B_2^2 \left[1 - \frac{1}{\alpha h_0} \cdot \frac{\sinh \alpha h_0 - \sin \alpha h_0}{\cosh \alpha h_0 - \cos \alpha h_0} \right] = \\ &= B_2^2 \left[1 + \frac{1}{3} \varphi' \left(\frac{\alpha h_0}{2} \right) \right]. \end{aligned} \quad (439)$$

Функция $\varphi'(\alpha h_0/2)$ является известной функцией, встречающейся при исследовании вытеснения тока в сплошных проводниках.

При $\alpha h_0 = 0$ будет $\varphi'(0) = 1$, а при больших значениях $\alpha h_0/2$ (более чем 2) можно принять $\varphi'(\alpha h_0/2) \approx 3/\alpha h_0$. Потери, вызываемые продольным полем, повышаются в $(1 + 1/\alpha h_0)$ раз по сравнению с потерями при постоянной индукции. Добавочные потери составляют, таким образом, $1/\alpha h_0$ -ю часть обычных потерь.

В примере, рассмотренном в [127], эти потери составляют 10% основных потерь, причем сердечник состоит из шести частей с $h_0 = 0,045$ м и весом 4 кг, а также из двух частей с $h_0 = 0,2$ м и весом 6 кг.

Добавочные потери от продольного поля будут $4 \cdot 2,05/140 \times 0,045 = 1,30$ вт и $2 \cdot 2,05/140 \cdot 0,2 = 0,44$ вт.

Сумма добавочных потерь от поперечного и продольного полей будет равна $0,38 + 1,30 + 0,44 = 2,12$ вт, или же $2,12/20,5 = 0,1$ -й части основных потерь, что совпадает с найденным в [127] значением.

ХАРАКТЕРИСТИКА ХОЛОСТОГО ХОДА

1. ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Характеристика холостого хода электрической машины или аппарата представляет зависимость полезного потока от намагничивающей силы. Полезный поток определяется э. д. с. машины или аппарата и, следовательно, зависит от режима их работы. Характеристику холостого хода легко получить также и опытным путем. Намагничивающая сила при нагрузке определяется с помощью характеристики холостого хода. При этом используются расчетные значения падения напряжения в обмотке якоря и намагничивающей силы реакции якоря.

Распределение потока на различных участках магнитной цепи неодинаково. Индукции на отдельных участках также различны. Поэтому при расчете сначала рассчитывают кривые намагничивания для каждого отдельного участка цепи. Затем, используя эти кривые, определяют результирующую характеристику холостого хода для всей магнитной цепи.

Кривые намагничивания для отдельных участков также представляют зависимость между потоком (или индукцией) и намагничивающей силой на этом участке. Практически при расчете характеристики холостого хода магнитная цепь машины разбивается на следующие участки: зазор, ярмо, зубцы, и сердечник полюса. Намагничивающая сила на каждом участке вычисляется исходя из индукции и длины магнитных линий на этом участке магнитной цепи (пути интегрирования). При расчете намагничивающей силы могут возникнуть затруднения как в определении пути интегрирования, так и в вычислении индукции.

Для расчета намагничивающей силы на отдельных участках магнитной цепи, например ярма ротора или статора, а также зубцов, были предложены различные графо-аналитические методы. Они дают в той или иной степени приближенные результаты и требуют вместе с тем большой затраты времени, особенно если необходимо построить характеристику холостого хода достаточно точно, по многим точкам. Поэтому на практике стремятся использовать более простые аналитические методы расчета намагничивающей силы. Один из них описан в § 5 настоящей главы.

Ниже рассмотрен расчет намагничивающей силы на отдельных участках магнитной цепи.

2. НАМАГНИЧИВАЮЩАЯ СИЛА ЗАЗОРА

Для большинства машин максимум индукции B_L находится под серединой полюса; он равен

$$B_L = \frac{\Phi}{b_l l_i}, \quad (440)$$

где Φ — поток; l_i — идеальная длина якоря; b_i — идеальная длина дуги полюсного наконечника.

Величина b_i обычно задается в долях от полюсного деления τ . В машинах постоянного тока отношение $\alpha = b_i/\tau$ определяется из картины магнитного поля (см. § 2 гл. 4). Для синусоидального поля $\alpha = 2/\pi$; если кривая поля отличается от синусоиды, то сначала определяют индукцию основной гармонической:

$$B_1 = \frac{\pi \Phi_1}{2\tau l_i}, \quad (441)$$

а затем действительную индукцию в зазоре:

$$B_L = B_1/\beta. \quad (442)$$

Для синхронных машин коэффициент β зависит от формы полюсного наконечника (см. рис. 90). Для асинхронных машин, учитывая уплощение кривой поля из-за насыщения зубцов, $\beta > 1$. В машинах постоянного тока и синхронных машинах зазор достаточно велик, поэтому насыщение зубцов здесь не оказывает такого влияния на форму поля, как в асинхронных машинах. Приближенный расчет коэффициента β изложен в § 2, а гл. 4.

Для расчета намагничивающей силы зазора необходимо предварительно вычислить идеальную длину якоря. Методика практического расчета идеальной длины для машин различных типов изложена в § 3 гл. 4.

Потоки в лобовых частях и ответвления потока в вентиляционные каналы следует учитывать лишь в машинах с относительно большим зазором, например в машинах постоянного тока и синхронных. В машинах с малым зазором, например в асинхронных и коллекторных машинах переменного тока, этими потоками можно пренебречь и считать, что идеальная длина якоря равна длине активной стали.

Наличие пазов приводит к увеличению индукции; это учитывается коэффициентом Картера (см. § 2 гл. 4).

При определении намагничивающей силы путь интегрирования выбирают так, чтобы на этом пути индукция была максимальной; это условие обычно выполняется при расчетах электрических машин всех типов. В зазоре индукция максимальна под серединой полюса; тогда намагничивающая сила зазора

$$M_L = B_L k_c \delta_0, \quad (443)$$

где δ_0 — зазор под серединой полюса; здесь M_L — в а, если δ_0 — в м; B_L — в вб/м².

При вычислении намагничивающей силы холостого хода машины (линейного интеграла по замкнутому контуру) зазор δ_0 встречается дважды, поэтому намагничивающая сила зазора на пару полюсов равна $2M_L$. Если идеальная ширина полюсного наконечника и коэффициент β не зависят от индукции, то характеристика намагничивания для зазора является прямой, проходящей через начало координат (рис. 180).

3. НАМАГНИЧИВАЮЩАЯ СИЛА ЗУБЦОВ

Индукцию в зубцах можно определить исходя из индукции в зазоре B_L . Так как зубец имеет форму трапеции, а не прямоугольника, то индукция в его различных сечениях неодинакова. Для расчета намагничивающей силы требуется вычислить распределение индукции только в радиальном направлении, т. е. по высоте зубцов. Для этого должны быть предварительно рассчитаны площади нескольких сечений по высоте зубца и поток, входящий в зубец из зазора:

$$\Phi'_Z = B_L l_i \tau_z; \quad (444)$$

здесь Φ'_Z — поток на зубцовое деление; B_L — максимальная индукция в зазоре на полюсном делении.

Отметим, что вдоль зубцового деления мы приняли равномерное распределение индукции в зазоре. Через зубец проходит лишь часть потока Φ'_Z ; остальная часть его проходит параллельно зубцу в воздухе, например в пазовом пространстве и через изоляцию между листами активной стали. Вентиляционные каналы между пакетами и торцевые части также приводят к некоторой разгрузке зубцов, однако в расчетах этим влиянием обычно пренебрегают.

Площадь зубца в сечении, определяемом диаметром $D_x = D + 2x$, равна (рис. 156):

$$Q_Z = k_{Fe} l c_x, \quad (445)$$

где k_{Fe} — коэффициент заполнения активной стали, учитывающий наличие изоляции между листами; l — длина активной стали. Для бумажной изоляции $k_{Fe} \approx 0,9$, для лаковой $k_{Fe} \approx 0,93$. Соответствующее сечение для расчета параллельного потока в воздухе:

$$Q_N = l[a + (1 - k_{Fe})c_x]. \quad (446)$$

Вычислим отношение обоих сечений:

$$\kappa = \frac{Q_N}{Q_Z} = \frac{a + c_x}{k_{Fe} c_x} - 1 = \frac{\pi D_x}{k_{Fe} (\pi D_x - aN)} - 1. \quad (447)$$

Поток из зазора в зубцовой зоне подразделяется на два параллельных потока:

$$\Phi'_Z = \Phi_Z + \Phi_N. \quad (448)$$

Разделим почленно это равенство на Q_Z :

$$B'_Z = B_Z + \kappa B_N; \quad (449)$$

здесь B'_Z — фиктивная индукция в зубце; B_Z — действительная индукция в зубце; B_N — индукция в воздухе.

Фиктивная индукция B'_Z легко вычисляется исходя из индукции в зазоре:

$$B'_Z = \frac{l_i \tau_z}{k_{Fe} l c_x} B_L = \frac{l_i}{l} \cdot \frac{\pi D}{k_{Fe} (\pi D_x - aN)} B_L. \quad (450)$$

При определении индукций B_Z и B_N следует учесть, что намагничивающие силы на обоих участках зубца и паза равны; тогда можем записать:

$$B_N = \mu_0 H_Z [\text{вб/м}^2]. \quad (451)$$

С учетом уравнения (449) получаем:

$$B_Z = B'_Z - \mu_0 \kappa H_Z [\text{вб/м}^2]. \quad (452)$$

Это уравнение легко решается графически (рис. 157). Для этого на графике кривой намагничивания стали под осью абсцисс надо провести прямую $G = \mu_0 \kappa H_Z$. Затем из точки на оси ординат,

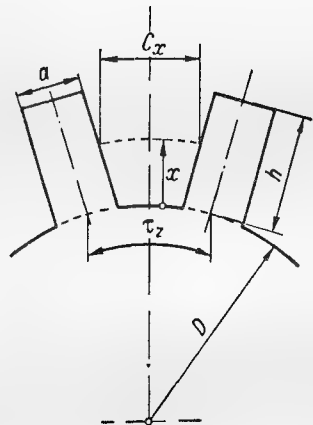


Рис. 156. Размеры зубцовой зоны.

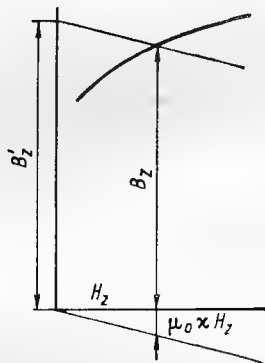


Рис. 157. Определение действительной индукции в зубце (B_Z) по величине фиктивной (B'_Z) и коэффициенту ответвления (κ).

соответствующей фиктивной индукции B'_Z , надо провести прямую, параллельную прямой G . Точка пересечения этой прямой с кривой намагничивания дает действительную индукцию B_Z и соответствующую ей напряженность H_Z . Вместо того, чтобы проводить прямую, параллельную прямой G , можно воспользоваться циркулем. Если отмерить отрезок, равный B'_Z , и скользя одной ножкой циркуля по прямой G , то пересечение второй ножки с кривой намагничивания дает индукцию B_Z . При этом циркуль надо держать так, чтобы прямая, соединяющая оба его острия, была параллельна оси ординат.

Ширина зубца обычно меняется вдоль высоты паза. Поэтому для каждой точки x надо определить указанным методом напряженность H_Z , представить зависимость $H_Z(x)$ графически и проинтегрировать ее по x . Этот интеграл и будет равен намагничивающей силе зубца. В практических расчетах напряженность вычисляют обычно для трех точек: в основаниях зубца H_h ($D_x = D$) и H_0 ($D_x = D - 2h$) и в его середине H_m ($D_x = D - h$). Намагни-

чивающая сила определяется путем приближенного интегрирования по формуле Симпсона:

$$M_Z = \frac{H_0 + 4H_m + H_h}{6} h. \quad (453)$$

Если в машине зубцы имеются и на статоре, и на роторе, то результирующая намагничивающая сила зубцов

$$2M_Z = 2M_{Z1} + 2M_{Z2}. \quad (454)$$

Практически параллельный поток в воздухе следует учитывать, если фиктивная индукция $B'_Z \geq 1,7 \text{ вб/м}^2$. При меньших индукциях можно считать, что действительная индукция равна фиктивной.

Кривая намагничивания зубцов значительно отличается от прямой (см. рис. 180). По виду она напоминает кривую намагничивания стали: в зоне малых насыщений она идет очень круто, затем начинается изгиб («колени»), в насыщенной зоне она приближается к прямой $M_Z = 0,8hB_Z/\mu_0$.

Описанный метод определения напряженности H_Z с учетом параллельного потока в воздухе предполагает, что индукция распределена равномерно по ширине паза. Это соответствует действительности, если пазы узкие и достаточно глубокие. Практически индукция в середине паза несколько меньше, чем по краям. Намагничивающая сила, рассчитанная с учетом этого, соответственно также немного меньше. Однако в большинстве практических случаев разница незначительна.

4. НАМАГНИЧИВАЮЩАЯ СИЛА ЯРМА

Индукция в ярме определяется исходя из величины потока. Максимум индукции B_j зависит от величины общего потока, включая и потоки высших гармонических.

Если обмотка возбуждения расположена на статоре, то по ярму статора проходит еще и поток рассеяния; это имеет место, например, в машинах постоянного тока, а также в асинхронных, питаемых со стороны статора. Если же обмотка возбуждения расположена на роторе, то поток рассеяния соответственно проходит по ярму ротора; это имеет место, например, в турбо- и гидрогенераторах.

Поток Φ_j при входе в ярмо подразделяется на две равные части:

$$\Phi_j = (\Phi + \Phi_\sigma)/2; \quad (455)$$

соответственно индукция

$$B_j = \Phi_j / h_j l_{\text{ж}}. \quad (456)$$

В ярме статора машины постоянного тока и ротора синхронной машины с вращающимися полюсами поток на всем пути l_j распределен практически равномерно; этот путь равен $l_j = \pi D_j / 2p$ —

— b_K , где D_j — средний диаметр ярма, b_K — ширина сердечника полюса. Тогда намагничивающая сила ярма

$$M_j = H_j l_j, \quad (457)$$

где H_j — напряженность поля в ярме.

В ярме якоря машины постоянного тока и синхронной машины магнитный поток распределен неравномерно. Метод расчета намагничивающей силы ярма при неравномерном распределении потока изложен в § 4, а и 5, 6 настоящей главы.

В ярме, собранном из отдельных сегментов, имеются еще дополнительные зазоры на стыках. Обычно влиянием этих стыков на величину намагничивающей силы пренебрегают. Если же сегменты узкие и число их велико, то тогда

$$M_j = H_j l_j + n \delta_j B_j / \mu_0, \quad (458)$$

где δ_j — дополнительный зазор в ярме между стыками; n — число стыков на полюсном делении. Расчет дополнительного зазора δ_j рассмотрен в § 6 [уравнение (531)].

а) Распределение потока в ярме без учета ответвления в вал

Индукция в различных точках ярма по окружности неодинакова. Если поле в зазоре синусоидально (будем рассматривать только первую гармоническую поля), то тангенциальная составляющая индукции в ярме также распределена синусоидально. Ее максимум сдвинут относительно максимума индукции в зазоре на половину полюсного деления. Распределение индукции в ярме в радиальном направлении также должно быть неравномерным, если принять, что магнитная проницаемость стали $\mu = \text{const}$. Однако практически, с учетом насыщения стали, можно считать, что индукция в радиальном направлении распределена равномерно.

Максимум индукции определяется из уравнения (456); через h_j в этом выражении обозначена высота ярма; k_{Fe} — коэффициент заполнения стали (примерно 0,9); l — длина активной стали. Если распределение поля можно принять синусоидальным, то

$$B_j = \frac{\tau}{\pi k_{Fe} h_j} B_1. \quad (459)$$

Так как индукция в тангенциальном направлении распределена неравномерно, то необходимо вычислить индукцию и напряженность поля для ряда точек вдоль полюсного деления τ' и путем интегрирования определить намагничивающую силу ярма. Такой расчет требует большой затраты времени. Чтобы его упростить, можно ввести поправочный коэффициент K_j , учитывающий неравномерность распределения индукции. Он зависит от насыщения, от числа полюсов $2p$, отношения h_j/τ' и от типа якоря (статор или ротор). Значения коэффициента K_j даны на рис. 158; этот график

был рассчитан Рихтером (Richter) [25]. В § 5, 6 будет рассмотрен метод приближенного расчета коэффициента K_j . Отметим, что кривые для $p = 2$ лежат между кривыми для $p = 1$ и $p = \infty$.

Намагничивающая сила ярма

$$M_j = K_j H_j \tau', \quad (460)$$

причем для ярма статора

$$\tau' = \tau_1 = \frac{\pi(D_1 + 2h_1)}{2p}, \quad (461)$$

а для ярма ротора

$$\tau' = \tau_2 = \frac{\pi(D_2 - 2h_2)}{2p} \quad (462)$$

(рис. 159).

Некоторая разгрузка ярма статора и ротора обусловлена влиянием зубцов. На рис. 160 показано, как отклоняются линии потока в сторону зубцов. Это вызвано также тем, что именно в тех точках, где индукция в ярме максимальна, продольный поток через зубцы отсутствует. Практически расчет распределения поля здесь возможен лишь без учета насыщения ($\mu = \infty$). Эту задачу можно свести к расчету распределения поля в зазоре под открытым пазом; различие состоит в том, что линии равного потенциала в первой задаче соответствуют силовым линиям во второй.

Сначала рассчитывают распределение потока в радиальном

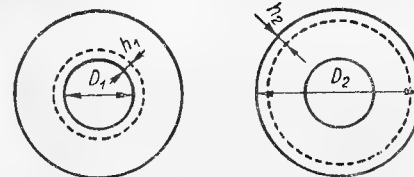


Рис. 159. Определение полюсного деления τ' статора и ротора.

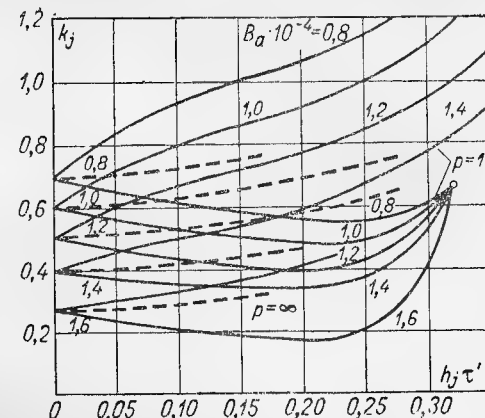


Рис. 158. Поправочный коэффициент K_j для ярма статора и ротора по Рихтеру [25]: $K_j = f(h_j/\tau')$. Кривые для синусоидального распределения поля в зазоре.

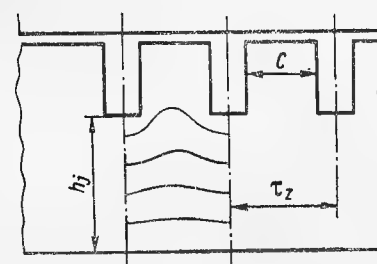


Рис. 160. Искажение картины поля в ярме у основания зубцов.

направлении; при этом получается, что при учете зубцов проводимость падает в k раз. При постоянном потоке это соответствует увеличению в k раз магнитного потенциала. Если поменять местами силовые линии и линии равного потенциала, то картина распределения потока в тангенциальном направлении будет полностью соответствовать картине распределения в радиальном направлении потенциала поля под открытым пазом. При том же

значении потенциала в тангенциальном направлении поток в этом направлении также возрастает в k раз. В результате при учете зубцов получаем уменьшение намагничивающей силы в $K_t = 1/k$ раз; здесь k — коэффициент Картера, вывод его дан в § 2, е гл. 4 [уравнение (220)]. С учетом обозначений на рис. 158 можно записать:

$$k = \frac{\tau_z}{\tau_z - \gamma h_j}. \quad (463)$$

Величина c/τ_z обычно мала; тогда

$$\gamma \approx \frac{2}{\pi} \left(\frac{c}{2h_j} \right)^2. \quad (464)$$

Коэффициент уменьшения намагничивающей силы ярма

$$K_j = \frac{1}{k} = 1 - \frac{c}{\pi \tau_z} \cdot \frac{c}{2h_j}. \quad (465)$$

Расчеты показывают, что коэффициент K_j для статора двухполюсной машины равен примерно 0,99—0,98, для ротора 0,97—0,95. Если принять, что магнитная проницаемость стали постоянна, то снижение намагничивающей силы ярма еще меньше. Однако следует учитывать, что при индукциях свыше 0,8 вб/м², когда μ_r с ротором падает, это снижение намагничивающей силы значительно больше (примерно в 2—4 раза). Вычисления с учетом переменной проницаемости μ_r , к сожалению, очень трудоемки. Поэтому влияние насыщения можно оценить лишь приближенно.

Если в активной стали ротора предусматриваются вентиляционные каналы (см. рис. 168), то индукцию обычно вычисляют, исходя из высоты ярма, а наличие вентиляционных каналов учитывают коэффициентом K_v . Расчет его рассмотрен в § 5, б. Этот коэффициент учитывает изменение индукции вдоль всего полюсного деления.

Намагничивающая сила ярма

$$M_j = \tau H_j K_j K_t K_v. \quad (466)$$

Если в ярме имеются вентиляционные каналы, то при определении коэффициента K_j расчет ведется по среднему значению индукции; это среднее значение берется равным полусумме максимума индукции (в узкой части) и минимума — на участке без каналов.

б) Уменьшение намагничивающей силы ярма из-за ответвления потока в вал

Обычно активная сталь ротора плотно посажена на втулку из массивной стали или непосредственно на вал. Опыты показывают, что часть потока ответвляется из ярма ротора в тело вала. Это особенно заметно в двухполюсных машинах, у которых активная сталь ротора посажена непосредственно на вал. Индукция в ярме

ротора у таких машин велика. Поэтому при вычислении намагничивающей силы ярма необходимо учитывать ответвление части потока в вал. Величина этого потока в значительной степени зависит от частоты поля ротора, что особенно важно для асинхронных машин. В режиме холостого хода частота мала (около 0,001 f_1), поэтому ответвление потока незначительно. Однако при номинальной нагрузке она достигает величины 0,03 f_1 ; этого достаточно, чтобы вызвать заметное ответвление потока в вал. Для более подробного исследования вопроса об ответвлении части потока в вал введем некоторые допущения.

Переменный поток наводит в теле вала вихревые токи. Для режима холостого хода асинхронной машины можно принять, что

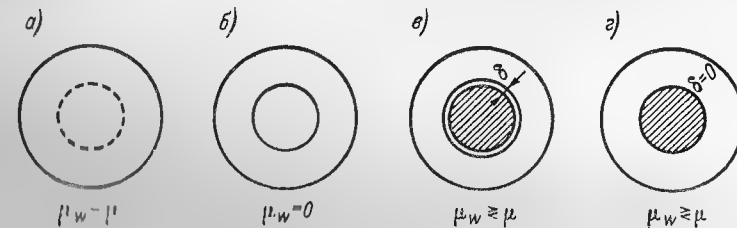


Рис. 161. Магнитная проницаемость ярма и вала ротора.

реакция вихревых токов вала мала. Примем, что она не влияет на распределение потока в теле вала. Таким образом, будем считать, что переменный поток распределяется в теле вала точно так же, как постоянный; это предположение подтверждается в практике косвенным путем. Например, асинхронные машины с четным числом вентиляционных каналов имеют в режиме холостого хода склонность к синхронному ходу; это возможно лишь тогда, когда поток вала становится значительным. Примем, далее, что проницаемость активной стали ротора постоянна ($\mu_r = \text{const}$). Эти оба допущения не выполняются полностью, они лишь облегчают аналитическое решение задачи. Результаты такого исследования позволяют лишь ориентировочно вычислить распределение потока и оценить влияние отдельных факторов.

На рис. 112 изображен сердечник активной стали ротора двухполюсной машины. Результирующая индукция в точке с координатами R и φ равна сумме тангенциальной составляющей B_t и радиальной B_r . Безвихревое поле удовлетворяет [25] уравнению Лапласа [уравнения (259а, б)]:

$$B_r = (K_1 - K_2/R^2) \cos \varphi; \quad (467a)$$

$$B_t = -(K_1 + K_2/R^2) \sin \varphi, \quad (467б)$$

где K_1, K_2 — постоянные, определяемые из граничных условий.

Более общим является случай, когда между активной сталью и валом имеется зазор (рис. 161, в).

			$2\Phi_j/\Phi$	B_{j1}/B_L
1	$\mu_{rw} = \mu_r$	$\delta_j = 0$	0,500	1,00
2	0	∞	1,000	1,667
3	μ_r	$\delta_j \mu_r / R_2 = 1$	0,636	1,180
4	$2\mu_r$	$\delta_j \mu_r / R_2 = 1$	0,580	1,105
5	∞	$\delta_j \mu_r / R_2 = 1$	0,500	1,000
6	∞	$\delta_j = 0$	0,200	0,600

Из технологических соображений отверстие в активной стали выполняется большим, чем вал машины. При шихтовке сердечника достигается прочная посадка активной стали на вал; зазор здесь не играет в механическом отношении какой-либо роли. Однако он оказывает влияние на распределение потока, даже если величина этого зазора незначительна. Как и у трансформаторов, здесь имеет место фиктивный зазор порядка 0,15—0,05 мм. В результате этого поток вала уменьшается. Следует также отметить, что поперечное сечение вала в осевом направлении значительно больше, чем сердечника. Поэтому индукция в теле вала значительно меньше, чем в сердечнике. Практически это означает, что магнитная проницаемость вала (μ_{rw}) значительно больше, чем активной стали (μ_r). При расчете индукций в теле вала и в активной стали могут быть использованы уравнения (467а и б).

Для тангенциальной составляющей индукции в активной стали, представляющей больший практический интерес, можно записать [121]:

$$B_t = - \frac{R_1^2 (R_2 + \delta_j \mu_r + R_2 \mu_r / \mu_{rw}) - \frac{R_1^2 R_2^2}{R} (R_2 - \delta_j \mu_r - R_2 \mu_r / \mu_{rw})}{R_1^2 (R_2 + \delta_j \mu_r + R_2 \mu_r / \mu_{rw}) + R_2^2 (R_2 - \delta_j \mu_r - R_2 \mu_r / \mu_{rw})} \times B_L \sin \varphi. \quad (468)$$

Намагничивающая сила ярма почти полностью определяется индукцией в точке с координатами $\varphi = \pi/2$ и $R = R_1$; эта индукция вычисляется из уравнения (468):

$$B_{j1} = - \frac{1 + \delta_j \mu_r / R_2 + \mu_r / \mu_{rw} - (1 - \delta_j \mu_r / R_2 - \mu_r / \mu_{rw}) (R_2 / R_1)^2}{1 + \delta_j \mu_r / R_2 + \mu_r / \mu_{rw} + (1 - \delta_j \mu_r / R_2 - \mu_r / \mu_{rw}) (R_2 / R_1)^2} B_L. \quad (469)$$

Поток в ярме здесь равен

$$\Phi_j = - \frac{B_L B_1 (R_1 / R_2 - 1) [(1 + \delta_j \mu_r / R_2 + \mu_r / \mu_{rw}) (R_1 / R_2) - (1 - \delta_j \mu_r / R_2 - \mu_r / \mu_{rw})]}{1 - \delta_j \mu_r / R_2 - \mu_r / \mu_{rw} + (1 + \delta_j \mu_r / R_2 + \mu_r / \mu_{rw}) (R_1 / R_2)^2}. \quad (470)$$

Рассмотренная задача по расчету распределения потока в сердечнике и в теле вала при наличии зазора между ними является общей. Из нее можно получить ряд частных случаев. Например, для рис. 161, а: $\delta_j = 0$, $\mu_r = \mu_{rw}$; для рис. 161, б: $\mu_{rw} = 0$ или $\delta_j = \infty$. Рис. 161, в соответствует случаю, когда $\mu_{rw} \leq \mu_r$, а $\delta_j = 0$. Для рис. 161, г и з можно считать $\mu_{rw} = \infty$, если отношение проницаемостей больше 3.

Для того чтобы сравнить различные типы посадки на вал сердечника активной стали, рассмотрим пример. Пусть $R_1 / R_2 = 2$, $R_L = 0,1$ м, $\mu_r = 1000$, $\delta_j = 0,0001$ м. Вычислим поток $2\Phi_j$, проходящий через вал, и индукцию в теле вала B_j . Отнесем этот поток к общему потоку Φ , а индукцию B_j — к индукции в зазоре B_L (табл. 27). Средние значения индукций в ярме B_{j1} в точке

$\varphi = \pi/2$ относятся как соответствующие потоки в ярме. Наибольший практический интерес представляет п. 4 (табл. 27). Вместе с тем здесь поток и индукция незначительно отличаются от указанных в пп. 5 или 1. Однако отличие от предельного случая (п. 2) существенно.

Опыты показывают, что в режиме номинальной нагрузки ответвление потока в вал настолько велико, что распределение потока в роторе совершенно иное, чем было принято для режима холостого хода (см. предыдущий параграф). Поэтому здесь необходимо учитывать глубину проникновения потока в вал. Для расчета глубины проникновения используем выражение (278). Запишем его в несколько ином виде:

$$t_b = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\rho \cdot 10^7}{2\mu_{rw} f}} [м], \quad (471)$$

где $\rho = 0,12 \cdot 10^{-6}$ ом·м — удельное сопротивление активной стали; f — частота тока в роторе; μ_{rw} — магнитная проницаемость вала.

На основании опытов, проведенных при различных насыщениях, можно принять, что при частоте $f = 1,4$ гц глубина проникновения $t_b = 0,4 \div 0,7$ см. В выражении (471) проницаемость μ_{rw} является переменной величиной. Ее нельзя определить непосредственно из кривой намагничивания, так как она находится в сложной зависимости от времени и той точки, для которой вычисляется индукция. Поэтому проницаемость μ_{rw} была определена экспериментально, исходя из картины поля.

Зависимость магнитной проницаемости от индукции в активной стали (B_{j1}) изображена на рис. 162. Эту проницаемость можно считать в некоторой степени фиктивной величиной. Она необходима для вычисления глубины проникновения по формуле (471). Поток в теле вала практически сдвинут относительно потока в сердечнике на 45° . Поэтому к высоте ярма можно прибавить не всю глубину проникновения t_b , а лишь величину $t_b \cos 45^\circ \approx 0,7 t_b$.

При расчете намагничивающей силы ярма сначала вычисляется поток и индукция B_{j1} в теле вала. Для режима холостого хода распределение потока можно вычислить, используя рис. 161, а—в.

При номинальной нагрузке поток через вал меньше; эквивалентное увеличение высоты ярма составляет $\Delta h_j = 0,7t_b$, причем t_b вычисляется по формуле (471). В режиме холостого хода намагничивающая сила ярма и ток намагничивания при прочих равных условиях меньше, чем при нагрузке. Однако увеличение тока ротора при нагрузке частично компенсируется увеличением падения напряжения в обмотке статора.

На рис. 163 представлена зависимость тока намагничивания от скольжения, полученная при испытании двухполюсного асинхронного двигателя мощностью 30 кВт. Конструкция ротора соответствует рис. 161, в. В этих опытах обмотка ротора была разомкнута, машина приводилась

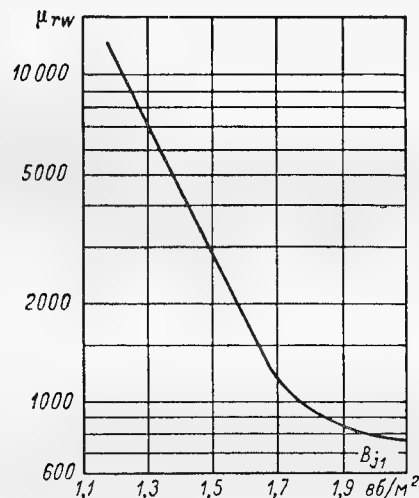


Рис. 162. Зависимость фиктивной относительной проницаемости вала $\mu_{вр}$ от индукции в ярме (для расчета глубины проникновения t по уравнению (471)).

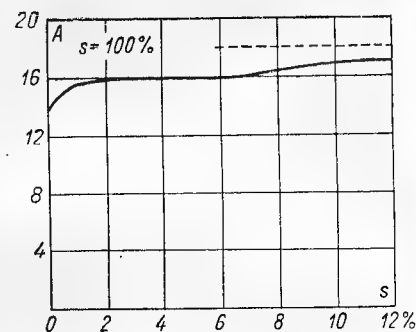


Рис. 163. Опытная зависимость тока намагничивания от скольжения (снято на двухполюсной асинхронной машине).

во вращение дополнительным двигателем. Увеличение тока в начальной части кривой объясняется возникновением вихревых токов в теле вала и соответствующим уменьшением эквивалентного сечения ярма. Некоторое увеличение тока в средней части кривой объясняется, по-видимому, возникновением вихревых токов в нажимных плитах сердечника ротора. Они образуются здесь при больших скольжениях, чем в теле вала, так как сечение их меньше. Разница в токах намагничивания при холостом ходе и при нагрузке ($s = 3\%$) составляет около 10%.

5. ПРИБЛИЖЕННЫЙ РАСЧЕТ НАМАГНИЧИВАЮЩЕЙ СИЛЫ ЯРМА И ЗУБЦОВ ПРИ АППРОКСИМАЦИИ КРИВОЙ НАМАГНИЧИВАНИЯ СТЕПЕННОЙ ФУНКЦИЕЙ $H = H_0 (B/B_0)^m$

Изложенные методы расчета намагничивающей силы являются в той или иной мере приближенными. Они требуют большой затраты времени, особенно если необходимо рассчитать характери-

стику холостого хода для широкого диапазона индукций. Поэтому на практике стремятся использовать более простые, аналитические методы расчета. Здесь рассмотрена одна из таких попыток. При замене кривой намагничивания стали в насыщенной части — прямой, а на «колене» — степенной функцией намагничивающую силу на отдельных участках магнитной цепи машины можно вычислить с помощью некоторой расчетной индукции. Тогда намагничивающую силу зубцов и ярма ротора и статора можно вычислить, исходя из местной максимальной индукции, а затем скорректировать с помощью поправочных коэффициентов. Расчет поправочных коэффициентов не представляет большого труда [122, 123].

а) Кривая намагничивания стали и ее аппроксимация

Кривая намагничивания стали аналитически выражается довольно сложными зависимостями. Для того чтобы облегчить процесс вычислений, ее часто заменяют более простыми, приближенными выражениями. Для аппроксимации кривой намагничивания стали можно использовать, например, степенную функцию вида:

$$H = H_0 (B/B_0)^m, \quad (472)$$

где H_0 , B_0 — соответственно напряженность и индукция в какой-либо исходной точке; m — показатель степени ($m = 1 \div 11$).

Чтобы вычислить m для какой-либо марки стали, выберем на кривой намагничивания две точки. Пусть в этих точках напряженности равны h_1 и $h_2 = nh_1$, а индукции — соответственно B_0 и $B = kB_0$; тогда, исходя из уравнения (472), можно написать:

$$h_1 = \text{const} \cdot B_0^m,$$

$$nh_1 = \text{const} \cdot k^m B_0^m,$$

откуда

$$n = k^m, \quad m = \frac{\ln n}{\ln k}. \quad (473)$$

Показатель степени m можно использовать для расчета напряженности $H = \varphi(B)$ по формуле (472) только при условии, что индукция B изменяется в пределах $B_0 \leq B \leq kB_0$. Вычислим показатель m , исходя из одного и того же значения индукции B_0 и ряда значений индукции kB_0 (при $k = \text{var}$). Расчеты показывают, что показатель степени изменяется в достаточно широких пределах. Для примера на рис. 164 представлена зависимость

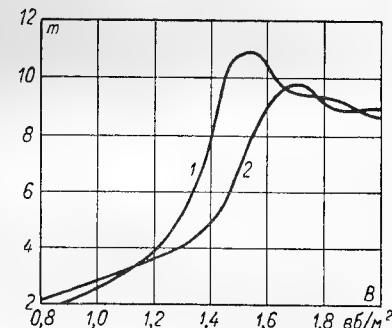


Рис. 164. Зависимость показателя степени m от индукции. Кривая 1 — для шведской высоколегированной стали. Кривая 2 — для шведской слаболегированной стали.

показателя степени m от индукции kB_0 для двух марок стали: слаболегированной (кривая 2) и высоколегированной (кривая 1). Таким образом, замена кривой намагничивания стали степенной функцией по уравнению (472), строго говоря, справедлива только в небольшой области изменения индукций. Поэтому практически при расчете напряженности в заданной области индукций показатель m вычисляют, исходя из максимальной индукции kB_0 . При расчете напряженности с этим же показателем m для меньших индукций $B < kB_0$ ошибка получается малой, так как при уменьшении индукции напряженность также уменьшается.

Аппроксимация кривой намагничивания степенной функцией, как правило, справедлива, если индукция не превышает 2 вб/м^2 . Если же индукция превосходит эту величину, то кривую намагничивания можно заменить прямой

$$B = B_0 + \mu_0 H, \quad (474)$$

где $B_0 \approx 2 \text{ вб/м}^2$. Величина B_0 очень мало зависит от марки стали.

б) Намагничивающая сила ярма статора и ротора

Тангенциальная составляющая индукции в ярме изменяется примерно по синусоидальному закону. Предположим, что высота ярма достаточно мала; тогда намагничивающая сила ярма вдоль полюсного деления

$$M_j = H_j \int_0^\tau (B/B_j)^m dx = \frac{\tau H_j}{\pi} \int_0^\pi \sin^m \alpha d\alpha = \tau H_j k_j, \quad (475)$$

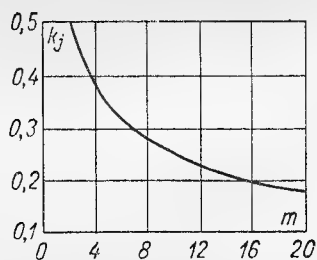


Рис. 165. Зависимость поправочного коэффициента k_j от показателя степени m (высота ярма $h_j = 0$).

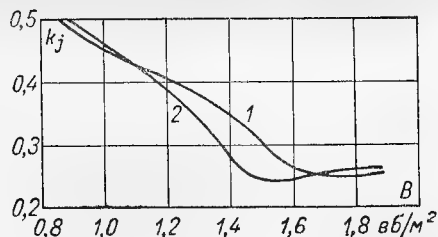


Рис. 166. Зависимость поправочного коэффициента k_j от индукции. Кривая 1 — для шведской высоколегированной стали. Кривая 2 — для шведской слаболегированной стали.

где

$$k_j = \pi \frac{1 \cdot 3 \cdot \dots \cdot (m-1)}{2 \cdot 4 \cdot \dots \cdot m}; \quad (476)$$

здесь B_j , H_j — соответственно максимальные значения индукции и напряженности; m — показатель степени; при вычислении k_j в выражение (476) надо подставлять четные значения m .

На рис. 165 представлена зависимость k_j от показателя m , а на рис. 166 — от индукции B . Кривые на рис. 166 рассчитаны для

тех же марок сталей, что и кривые на рис. 164. Из зависимости $k_j = f(B)$ на рис. 166 следует, что с ростом индукции коэффициент k_j сначала уменьшается. При индукции $B_j \approx 1,6 \text{ вб/м}^2$ он достигает минимума, а далее медленно увеличивается. Для высоколегированной стали величина k_j уменьшается быстрее.

При расчете кривых для k_j (рис. 165, 166) предположим, что высота ярма h_j достаточно мала, тогда эти кривые можно использовать для расчета намагничивающей силы ярма и статора, и ротора. Однако влияние высоты ярма на величину намагничивающей силы холостого хода, как показал Рихтер (Richter), в ряде случаев достаточно велико; следовательно, при расчете намагничивающей силы необходимо учитывать высоту ярма.

Очевидно, что намагничивающие силы вдоль внешней поверхности статора M_{ja} и вдоль внутренней M_{ji} равны.

Намагничивающая сила вдоль внутренней поверхности ярма при максимальной индукции B_{ji} (рис. 167)

$$M_{ji} = H_j k_j \tau (B_{ji}/B_j)^m. \quad (477)$$

Намагничивающая сила вдоль внешней поверхности равна сумме тангенциальной и радиальной составляющих намагничивающих сил. Первая из них равна

$$H_j k_j (\tau + \pi h_j / p) (B_{ja}/B_j)^m, \quad (478)$$

где B_{ja} — максимальная индукция на внешней поверхности.

Максимум радиальной составляющей намагничивающей силы имеет место при обходе вдоль внутренней поверхности. Она изменяется по косинусоидальному закону и на внешней поверхности равна нулю.

Напряженность поля в соответствии с максимумом индукции в зазоре B_L также можем вычислить из тангенциальной составляющей.

$$H_L \approx H_j (B_L/B_j)^{m'}, \quad (479)$$

где показатель степени m' соответствует индукции, средней между B_j и B_L (рис. 164). Практически $m' = 3 \div 4$. Радиальная составляющая индукции обычно мала, поэтому радиальную составляющую намагничивающей силы с практически достаточной точностью можно вычислить так:

$$H_L h_j \cdot 2/\pi \approx H_j (\pi h_j / \tau)^{m'} \cdot 2 h_j / \pi. \quad (480)$$

Результирующая намагничивающей силы вдоль внешней поверхности

$$M_{ja} = H_j (B_{ja}/B_j)^m (\tau + \pi h_j/p) k_j + 2 \frac{2h_j}{\pi} H_j \left(\frac{\pi h_j}{\tau} \right)^{m'}. \quad (481)$$

Вычислим разность между индукцией на внешней поверхности и в середине ярма ΔB_j . Введем следующее допущение: предположим, что разность между индукциями в середине ярма и на его внутренней поверхности также равна ΔB_j . Такое допущение справедливо обычно для больших значений индукций ($B_j > 1,6 \text{ вб/м}^2$). Исходя из этого допущения, получаем:

$$B_{ja} = B_j - \Delta B_j \text{ и } B_{ji} = B_j + \Delta B_j. \quad (482a, б)$$

Подставим значения B_{ja} и B_{ji} в уравнения (478) и (481) и решим их относительно ΔB_j ; тогда

$$\frac{\Delta B_j}{B_j} = \frac{\pi h_j/p}{m(2\tau + \pi h_j/p)} + \frac{4h_j(\pi h_j/\tau)^{m'}}{\pi m k_j(2\tau + \pi h_j/p)}. \quad (483)$$

Отсюда можно вычислить максимальную напряженность поля на внутренней поверхности

$$H_{ji} = H_j (B_{ji}/B_j)^m = H_j (1 + \Delta B_j/B_j)^m \approx H_j (1 + m \Delta B_j/B_j). \quad (484)$$

Соответственно намагничивающая сила

$$M_j = M_{ji} = M_{ja} = H_j \tau K_j, \quad (485)$$

где

$$K_j = k_j \left(1 + \frac{\pi h_j/p\tau}{2 + \pi h_j/p\tau} \right) + \frac{4h_j(\pi h_j/\tau)^{m'}}{\pi \tau (2 + \pi h_j/p\tau)}. \quad (486)$$

Например, при $m = 8$, $m' = 3$, $p = 1$ и $h_j/\tau = 0,2$ коэффициент $K_j = 0,338 + 0,024 = 0,362$, а $k_j = 0,273$. В рассматриваемом примере для двухполюсной машины намагничивающая сила при учете высоты ярма возрастает на 33%. Для многополюсной машины ($p = \infty$) размеры внешней и внутренней поверхностей ярма одинаковы; тогда

$$K_j = k_j + \frac{4h_j(\pi h_j/\tau)^{m'}}{2\pi \tau}. \quad (487)$$

Для рассмотренного выше примера, но при $p = \infty$ получаем $K_j = 0,273 + 0,032 = 0,305$; этот коэффициент больше k_j примерно на 12%.

В области высоких индукций уравнения (486) и (487) дают хорошие результаты. Расчеты для меньших индукций приводят к заниженным результатам, так как не выполняется наше предположение о распределении индукции в ярме [см. уравнения (482a, б)]. Это связано с тем, что при малом насыщении индукция на внутренней поверхности ярма возрастает по сравнению с индукцией в середине ярма очень резко, в то время как индукция на внешней

поверхности ярма снижается по сравнению с индукцией в середине ярма незначительно. Поэтому правильнее считать, что индукция на внешней поверхности вообще не изменяется по сравнению с индукцией в середине ярма, а на внутренней — возрастает; тогда

$$K_j = k_j \left(1 + \frac{\pi h_j}{p\tau} \right) + \frac{4h_j}{\pi \tau} \left(\frac{\pi h_j}{\tau} \right)^{m'}. \quad (488)$$

Для нашего примера при $m = 8$, $m' = 3$, $p = 1$ и $h_j/\tau = 0,2$ коэффициент $K_j = 0,51$. Следовательно, при учете высоты ярма коэффициент k_j на 80% больше. В действительности при малом насыщении величина K_j находится где-то между значениями, рассчитанными по формулам (486) и (488).

Для больших индукций величины K_j и k_j хорошо совпадают с рассчитанными Рихтером (Richter) [25]. Однако значения K_j для малых индукций по Рихтеру гораздо больше. К сожалению, такое различие объяснить пока не удастся.

Для ярма ротора аналогичным путем при тех же допущениях можно вывести следующее выражение для K_j в области высоких индукций:

$$K_j = k_j \left(1 - \frac{\pi h_j/p\tau}{2 - \pi h_j/p\tau} \right) + \frac{4h_j(\pi h_j/\tau)^{m'}}{\pi \tau (2 - \pi h_j/p\tau)}, \quad (489)$$

а в области малых индукций:

$$K_j = k_j \left(1 - \frac{\pi h_j}{p\tau} \right) + \frac{4h_j}{\pi \tau} \left(\frac{\pi h_j}{\tau} \right)^{m'}. \quad (490)$$

Для нашего примера при $m = 8$, $m' = 3$, $h_j/\tau = 0,2$ и $p = 1$ получаем из формулы (489) $K_j = 0,184$.

в) Расчет намагничивающей силы ярма с осевыми вентиляционными каналами

Для улучшения охлаждения в ярме статора или ротора машины часто предусматриваются осевые каналы (рис. 168). В результате этого сечение ярма уменьшается, что приводит к местному увеличению индукции в зоне каналов; соответственно возрастает и намагничивающая сила ярма.

Рассмотрим участок ярма d (рис. 168), где выштампован канал. Чтобы упростить математические выкладки, заменим канал круглой формы шестиугольным. Определим его размеры. Для этого в окружность, радиус которой равен радиусу вентиляционного канала, впишем шестиугольник. Другой шестиугольник опишем вокруг этой окружности. Вычислим сторону каждого из шестиугольников и найдем затем их полусумму:

$$S = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{\sqrt{3}} \right) d = d \frac{2 + \sqrt{3}}{4\sqrt{3}}. \quad (491)$$

Будем считать, что канал шестиугольной формы со стороной S полностью эквивалентен исходному круглому каналу; тогда высота ярма в точке x равна

$$h_j(x) = h_j - S - 2x/\sqrt{3}.$$

Коэффициент $\kappa(x)$, учитывающий параллельный поток в воздухе, можно записать так:

$$\kappa(x) = \frac{h_j}{(h_j - S - 2x/\sqrt{3}) k_{Fe}} - 1. \quad (492)$$

Для тех размеров ярма, которые обычно встречаются в практике, коэффициент κ мал, и им можно пренебречь. Так как индук-

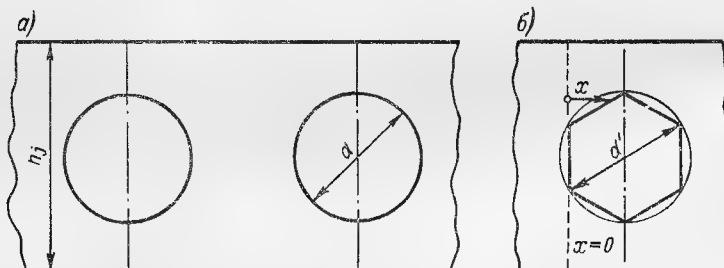


Рис. 168. Осевые каналы в ярме: а — обычная конструкция; б — расчетная схема для определения н. с.

ция в ярме, как правило, не превосходит 2 вб/м^2 , то для аналитического выражения кривой намагничивания следует воспользоваться уравнением (472). В результате получаем простую связь между напряженностью $H(x)$ в точке x и напряженностью H_j на участке ярма, где канал отсутствует:

$$H(x) = H_j [h_j/h_i(x)]^m. \quad (493)$$

Намагничивающая сила для всего отрезка d получается путем интегрирования по x правой части уравнения (493) в пределах от $x = 0$ до $x = S\sqrt{3}/2$:

$$M = 2 \int_0^{S\sqrt{3}/2} H(x) dx = H_j dk_v, \quad (494)$$

где

$$k_v = \frac{h_j}{d} \cdot \frac{\sqrt{3}}{m-1} \left[\frac{1}{\left(1 - \frac{d}{h_j} \cdot \frac{2 + \sqrt{3}}{2\sqrt{3}}\right)^{m-1}} - \frac{1}{\left(1 - \frac{d}{h_j} \cdot \frac{2 + \sqrt{3}}{4\sqrt{3}}\right)^{m-1}} \right]. \quad (495)$$

Коэффициент k_v является функцией показателя степени m и отношения d/h_j . На рис. 169 дана зависимость $k_v = f(d/h_j)$ при $m = 9$, что соответствует индукции в ярме $B_j \geq 1,6 \text{ вб/м}^2$. Если вентиляционные каналы расположены друг от друга в радиальном направлении на расстоянии l , то увеличение намагничивающей силы ярма, вызванное наличием каналов, составляет:

$$K_v = \frac{k_v d}{l} + \frac{l-d}{l} = 1 + \frac{d}{l} (k_v - 1). \quad (496)$$

Например, при $d/l = d/h_j = 0,2$ коэффициент $K_v = 1,8$.

г) Намагничивающая сила зубцов

Рассмотрим сначала такой случай, когда индукция в произвольном сечении зубца меньше 2 вб/м^2 . Тогда для аналитического выражения кривой намагничивания стали следует воспользоваться уравнением (472). Действительная индукция в сечении x по высоте зубца (рис. 156) определяется исходя из фиктивной индукции B'_Z и напряженности H_Z в воздухе:

$$B_Z(x) = B'_Z(x) - \mu_0 \kappa(x) H_Z(x), \quad (497)$$

где

$$\kappa(x) = \frac{a + c(x)}{k_{Fe} c(x)} - 1. \quad (498)$$

Запишем выражение для ширины зубца в сечении x (рис. 156):

$$c(x) = \tau_Z(x) - a = \tau_Z(1 + 2x/D) - a, \quad (499)$$

откуда

$$B'_Z(x) = B'_Z \frac{\tau_Z - a}{\tau_Z(1 + 2x/D) - a}; \quad (500)$$

$$\kappa(x) = \frac{\tau_Z(1 + 2x/D)}{k_{Fe} [\tau_Z(1 + 2x/D) - a]} - 1. \quad (501)$$

Рассмотрим сначала такой случай, когда $\kappa(x) = 0$, т. е. $B_Z(x) = B'_Z(x)$; тогда намагничивающая сила зубца

$$M_Z = \int_0^h H_Z(x) dx = H_Z \int_0^h [B_Z(x)/B'_Z]^m dx,$$

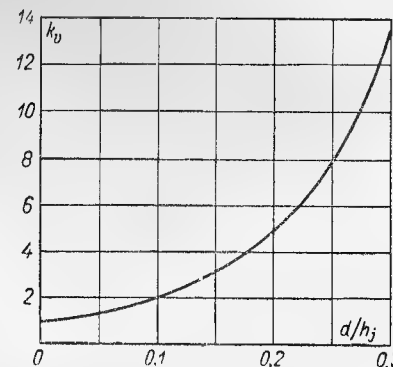


Рис. 169. Зависимость поправочного коэффициента k_v от отношения d/h_j для круглого канала.

где H_z — напряженность в узкой части зубца. Подставим значение $B_z(x)$ из уравнения (500); тогда намагничивающая сила зубца

$$M_z = H_z \int_0^h \frac{(\tau_z - a)^m dx}{[\tau_z(1 + 2x/D) - a]^m} =$$

$$= H_z \frac{(\tau_z - a)D}{2\tau_z(m-1)} \left[1 - \left(\frac{\tau_z - a}{\tau_z - a + 2h\tau_z/D} \right)^{m-1} \right] = H_z h K_z. \quad (502)$$

Учитывая, что $\lambda = 2h\tau_z/D(\tau_z - a)$, можно записать выражение для K_z :

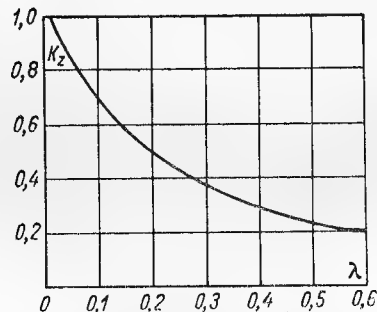


Рис. 170. Зависимость поправочного коэффициента K_z для зубцов от отношения $\lambda = 2h\tau_z/D(\tau_z - a)$.

$$K_z = f(\lambda) = \frac{1}{\lambda(m-1)} \left[1 - \left(\frac{1}{1+\lambda} \right)^{m-1} \right]. \quad (503)$$

На рис. 170 дана зависимость $K_z = f(\lambda)$ при $m = 9$, что соответствует индукции $B_z > 1,7 \text{ вб/м}^2$. Индукции в других сечениях по высоте зубца меньше B_z , и им соответствует меньший показатель степени m . Однако ошибка здесь невелика, так как напряженности сами по себе также малы. Наиболее

удовлетворительные результаты получаются при индукциях от 1,7 до 2,0 вб/м². Для индукций в этом диапазоне показатель степени m изменяется практически очень мало. Чем больше диаметр ротора D , тем больше и коэффициент K_z .

Выражение (503) можно также использовать для расчета намагничивающей силы зубцов ротора. В этом случае вместо диаметра D в формулу надо подставлять диаметр по дну пазов $D - 2h$. Соответственно в формулу (502) должна быть подставлена максимальная напряженность H_z , т. е. напряженность в узкой части зубца.

Выше мы пренебрегли параллельным потоком в воздухе и приняли $\kappa = 0$. Однако при высоких индукциях этот поток необходимо учесть. Наибольшее влияние на величину намагничивающей силы имеет параллельный поток в воздухе в узкой части зубца, где индукция максимальна. В более широкой части зубца параллельный поток в воздухе меньше, но и намагничивающая сила зубца здесь тоже меньше. Поэтому будем учитывать уменьшение индукции в зубце из-за ответвления части потока в паз одним постоянным коэффициентом, общим для всех сечений зубца.

Зависимость между действительной индукцией в зубце B_z , фиктивной B'_z и напряженностью H_z выражается формулой (497). Обозначим через H'_z напряженность, соответствующую по кривой

намагничивания фиктивной индукции B'_z ; тогда действительная напряженность

$$H_z = H'_z (B_z/B'_z)^m. \quad (504)$$

Определим отсюда индукцию B_z и подставим ее в уравнение (497); после ряда преобразований получаем:

$$H_z = \frac{H'_z}{1 + \mu_0 m \kappa H'_z B_z} = H'_z K_N. \quad (505)$$

На рис. 171 и 172 представлена зависимость коэффициента K_N от фиктивной индукции B'_z для средне- и высоколегированной

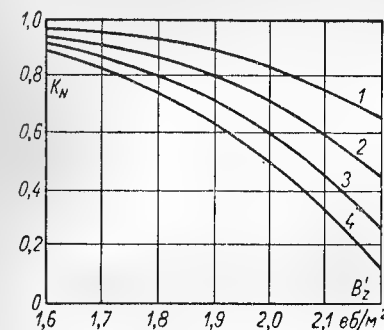


Рис. 171. Зависимость поправочного коэффициента K_N для зубцов от величины фиктивной индукции B'_z (для слаболегированной стали). Параметр $\kappa = 0,5$ (кривая 1); 1,0 (кривая 2); 1,5 (кривая 3); 2,0 (кривая 4).

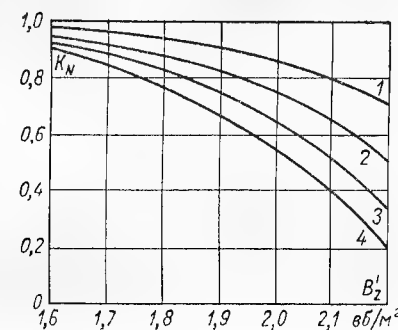


Рис. 172. Поправочный коэффициент для зубцов (высоколегированная сталь).

сталей. Теперь вычислим намагничивающую силу для всего зубца через фиктивную индукцию в его узком сечении:

$$M_z = H'_z h K_z K_N. \quad (506)$$

Расчет намагничивающей силы по этому уравнению дает практически точные результаты, если действительная индукция не превосходит 2 вб/м²; это соответствует фиктивной индукции примерно до 2,1 вб/м². Индукции такого порядка обычно принимают при проектировании асинхронных и явнополюсных синхронных машин.

В зубцах ротора турбогенератора индукция обычно значительно больше, она достигает примерно 2,2—2,3 вб/м². Тогда аппроксимация кривой намагничивания с помощью степенной функции по уравнению (472) недопустима, и для аналитического выражения кривой намагничивания необходимо воспользоваться уравнением (474):

$$B'_z(x) = B_0 + \mu_0 H_z(x). \quad (507)$$

С учетом параллельного потока в воздухе, можно записать следующую зависимость между фиктивной индукцией $B'_Z(x)$ и напряженностью $H_Z(x)$:

$$B'_Z(x) = B_0 + \mu_0 H_Z(x) [1 + \kappa(x)]. \quad (508)$$

Подставим значения $B'_Z(x)$ и $\kappa(x)$ из уравнений (500) и (501); тогда напряженность в узком сечении зубца x равна

$$H_Z(x) = \frac{(B'_Z - B_0) k_{Fe}}{\mu_0} \left[1 - \frac{a}{\tau_Z(1 + 2x/D)} \right]. \quad (509)$$

Это уравнение справедливо, если в сечении x индукция больше B_0 .

Определим теперь, какому сечению (x_0) по высоте зубца соответствует индукция B_0 . При $x = x_0$ напряженность $H_Z(x) = 0$. Из предыдущего выражения получаем:

$$x_0 = \frac{(\tau_Z - a)(B'_Z/B_0 - 1)D}{2\tau_Z}. \quad (510)$$

Намагничивающую силу для насыщенной части зубца можно вычислить путем интегрирования правой части уравнения (509) в пределах от $x = 0$ до $x = x_0$:

$$M'_Z = \int_0^{x_0} H_Z(x) dx = \frac{k_{Fe}}{\mu_0} \left[\frac{D}{2} \left(B'_Z \frac{\tau_Z - a}{\tau_Z} + B_0 \frac{a}{\tau_Z} \right) \ln \left(1 + \frac{2x_0}{D} \right) - B_0 x_0 \right]. \quad (511)$$

Намагничивающая сила для ненасыщенной части M''_Z вычисляется из уравнения (506). Высота этой части зубца равна $h - x_0$, а индукция в любом сечении должна быть меньше B_0 .

Общая намагничивающая сила для всего зубца равна сумме $M_Z = M'_Z + M''_Z$.

Рассмотрим пример расчета намагничивающей силы зубца ротора турбогенератора. Диаметр по дну паза $D = 0,5$ м; размеры паза: высота $0,11$ м, ширина $0,025$ м, пазовое деление $\tau_Z = 0,0435$ м. Фиктивная индукция в основании зубца $B'_Z = 2,6$ вб/м², индукция $B_0 = 2,1$ вб/м².

Из уравнения (510) вычислим

$$x_0 = \frac{0,0185 \cdot 0,24 \cdot 0,50}{2 \cdot 0,0435} = 0,0255 \text{ [м]}.$$

Определим намагничивающую силу насыщенной части зубца

$$M'_Z = \frac{10^6}{0,4\pi} [25 \ln 1,102 (2,6 \cdot 0,0185/0,0435 + 2,1 \cdot 0,025/0,0435) - 2,1 \cdot 0,0255] = 2400 a.$$

Перейдем к расчету намагничивающей силы ненасыщенной части. Сечению $x = 0,0255$ м по высоте паза соответствует диаметр $D' = D - 2x = 0,55$ м, $h' = 0,0845$ м, $\tau'_Z = 0,048$ м, $\tau'_Z - a = 0,023$ м.

Вычислим теперь λ :

$$\lambda = \frac{2 \cdot 0,0845 \cdot 0,048}{0,55 \cdot 0,023} = 0,64.$$

По рис. 170 для $\lambda = 0,64$ имеем $K_Z = 0,19$. Определим параметр $\kappa = 0,048/0,023 = 2,1$. По рис. 171 для $B'_Z = 2,1$ вб/м², $\kappa = 2,1$ имеем $K_N = 0,69$.

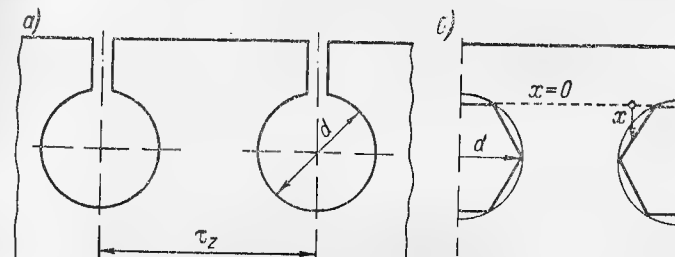


Рис. 173. Паза круглой формы: а — обычная конструкция; б — расчетная схема для определения н. с.

Намагничивающая сила ненасыщенной части зубца

$$M''_Z = 60000 \cdot 0,0845 \cdot 0,19 \cdot 0,69 = 660 a.$$

Общая намагничивающая сила для всего зубца

$$M_Z = 2400 + 660 = 3060 a.$$

Вычислим также действительную индукцию в узкой части зубца:

$$B_Z = B_0 + (B'_Z - B_0) \frac{\tau_Z - a}{\tau_Z} = 2,1 + 0,5 \cdot 0,0185/0,0435 = 2,313 \text{ вб/м}^2.$$

Рассмотрим расчет намагничивающей силы для пазов бутылочной формы (рис. 173). Паза такой формы применяются в роторах асинхронных машин. Напряженность в верхней части паза здесь мала, и ею можно пренебречь; тогда при индукции $B < 2$ вб/м² расчет намагничивающей силы зубца можно провести аналогично расчету намагничивающей силы ярма с помощью коэффициента K_N . Однако практически индукция в зубцах ротора может быть и выше 2 вб/м².

Чтобы упростить расчеты, заменим паз круглой формы шестиугольным, как это было сделано при расчете намагничивающей силы ярма с осевыми каналами. Обозначим пазовое деление через

τ_z [соответственно уравнениям (491)—(495)], а сторону шестиугольника через $S = d(2 + \sqrt{3})/4\sqrt{3}$. Ширина зубца в сечении x

$$c(x) = \tau_z - S - x\sqrt{3}. \quad (512)$$

Коэффициентом κ здесь пренебречь нельзя; он равен

$$\kappa(x) = \frac{\tau_z}{(\tau_z - S - x\sqrt{3})k_{Fe}} - 1. \quad (513)$$

Фиктивная индукция в сечении x по высоте зубца [уравнение (508)]:

$$B'_z(x) = B_0 + \mu_0[1 + \kappa(x)]H_z(x) = B'_z\tau_z/c(x), \quad (514)$$

где B'_z — фиктивная индукция в наиболее широкой части. Отсюда напряженность

$$H_z(x) = \frac{k_{Fe}B'_z}{\mu_0} - \frac{B_0(\tau_z - S - x\sqrt{3})k_{Fe}}{\mu_0\tau_z}, \quad (515)$$

где $c(x)$ вычисляется из уравнения (512), а $\kappa(x)$ — из (513).

Определим, в каком диапазоне индукций справедливо это уравнение. При $x = 0$ левая часть его должна быть положительным числом, иначе расчет не имеет физического смысла. Это требование приводит к следующему условию для фиктивной индукции:

$$B'_z \geq B_0(1 - S/\tau_z). \quad (516)$$

Выведем расчетное выражение для намагничивающей силы зубца:

$$M_z = 2 \int_0^{\sqrt{3}/2S} H_z(x) dx = S \frac{k_{Fe}\sqrt{3}}{\mu_0} \left[B'_z - B_0 \left(1 - \frac{3S}{2\tau_z} \right) \right]. \quad (517)$$

Учитывая, что $S = d(2 + \sqrt{3})/4\sqrt{3}$, получаем:

$$M_z = \frac{0,93k_{Fe}}{\mu_0} [B'_z - B_0(1 - 0,81d/\tau_z)]. \quad (517a)$$

При индукциях $B'_z = 1,5$ вб/м², $B_0 = 2$ вб/м², $k_{Fe} = 0,9$ и $d/\tau_z = 0,5$ по этой формуле получаем $M_z = 0,205 \cdot 10^6$ а. Наименьшую индукцию, при которой справедливо уравнение (517), можно вычислить из (516). Она равна $B'_z = 2(1 - 0,5 \cdot 0,54) = 1,46$ вб/м², при этом $M_z = 1800$ а.

6. СТЫКИ СЕГМЕНТОВ

Сердечники электрических машин шихтуют из отдельных сегментов активной стали либо вперекрой, либо встык.

При шихтовке встык между сегментами остается зазор. Его величина зависит от качества обработки поверхностей в месте стыка

и качества изолировки листов стали; как правило, она составляет примерно 0,05—0,25 мм. При шихтовке вперекрой силовые линии в месте стыка двух сегментов одного слоя переходят к сегменту соседнего слоя (рис. 174), тем самым зазор в месте стыка разгружается.

Шихтовка листов активной стали вперекрой применяется обычно в трансформаторах, сердечниках статоров больших машин и в роторах машин специальной конструкции. По сравнению с сердечником, набранным из сплошных дисков (вырубок), наличие зазора между сегментами при шихтовке сердечника вперекрой должно увеличить магнитное сопротивление сердечника и вызвать в нем добавочные потери [118, 119, 120].

Обозначим через b толщину сегмента, зазор между сегментами δ , расстояние между соседними слоями сегментов e ; величина e определяется толщиной изоляции листов и волнистостью поверхности. Далее, обозначим среднюю индукцию в направлении, показанном стрелками (рис. 174), через B_m [вб/м²]; тогда поток через сегмент равен

$$\Phi = bB_m = bB_1 + 2bB_2, \quad (518)$$

где bB_1 — часть потока, проходящего через зазор δ между сегментами; $2bB_2$ — часть потока, который ответвляется в активную сталь соседнего сегмента.

Средняя индукция поперек сегмента равна

$$B_{qm} = \frac{2b}{h_0} B_2. \quad (519)$$

Эта индукция, как правило, распределена вдоль отрезка h_0 неравномерно. Если бы поток, проходящий по сердечнику, был по величине и направлению постоянным, то распределение его вдоль отрезка h_0 определялось бы насыщением стали. Однако для переменного потока оно определяется в основном вихревыми токами, и насыщение сказывается здесь меньше. Это объясняется тем, что большая часть переменного магнитного потока в начале участка h_0 входит в данный сегмент, а в конце того же участка ответвляется в сегменты соседних слоев (рис. 174); поэтому и величина насыщенного участка здесь меньше. В результате при переменном магнитном потоке влиянием насыщения можно пренебречь и тем самым упростить расчет распределения индукции поперек сегмента. Обозначим

$$\xi = \alpha h_0; \quad (520)$$

здесь α вычисляется по формуле (273); магнитная проницаемость $\mu_{r,q}$ в этой формуле должна быть взята в соответствии с индукцией

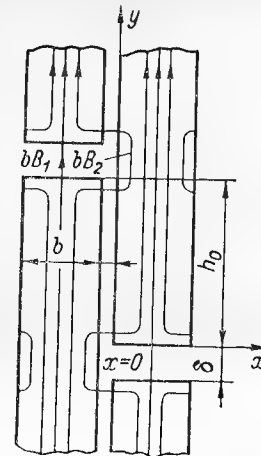


Рис. 174. Стыки с перекрывом.

в поперечном направлении (поперек сегмента). Распределение индукции в поперечном направлении по концам отрезка h_0 можно вычислить по формуле (276):

$$B_{qs} = B_{qm} \sqrt{\frac{\xi^2 \cosh \xi + \cos \xi}{2 \cosh \xi - \cos \xi}}. \quad (521)$$

Порядок величины α — от 130 до 250 м^{-1} , а величина ξ , как правило, более четырех. При определении α приходится задаваться величиной магнитной проницаемости μ_{rq} , для которой до сих пор отсутствуют достоверные данные. В уравнении (521) величины круговых функций малы по отношению к гиперболическим, поэтому можно положить:

$$B_{qs} \approx B_{qm} \frac{\alpha h_0}{\sqrt{2}} = \sqrt{2} \alpha b B_2. \quad (521a)$$

В то время, как индукция B_{qm} имеет фазовое смещение по отношению к индукциям B_{qs} и B_2 , обе последние находятся друг с другом в фазе. Если обойти оба указанных контура на рис. 174, то для магнитной напряженности получим уравнение

$$H_1 \delta = H_2' \delta + 2 \varepsilon H_{qs}, \quad (522)$$

причем магнитная напряженность в сечении листа в области зазора

$$H_2' = \frac{B_1 + 4B_2}{\mu_0 \mu_r} \quad (522a)$$

и

$$H_{qs} = \frac{B_{qs}}{\mu_0} = \frac{\sqrt{2} \alpha b B_2}{\mu_0}. \quad (522b)$$

Так как все три индукции (B_1 , B_2 и B_{qs}) совпадают по фазе, то суммирование магнитных напряженностей в уравнении (522a) можно производить арифметически. Участок в листе рядом с зазором δ большей частью сильно насыщен, поэтому нельзя пренебречь магнитной напряженностью H_2' . Поскольку магнитная индукция на этом участке $B_2' = B_1 + 4B_2$ обычно превышает 2,2 вб/м^2 , то магнитная напряженность будет:

$$H_2' \approx \frac{4B_2 + B_1 - B_0}{\mu_0}; \quad (523)$$

здесь $B_0 \approx 2,0 \text{ вб/м}^2$.

Введем значение H_2' в уравнение (522) и исключим оттуда B_2 при помощи уравнения (518); тогда в общем случае

$$B_1 = \frac{2\delta/\mu_r + \sqrt{2} \varepsilon \alpha b}{\delta + \delta/\mu_r + \sqrt{2} \varepsilon \alpha b} B_m. \quad (524)$$

В большинстве случаев, когда на суженном участке $B_2' > 2,2 \text{ вб/м}^2$ и можно применить уравнение (523),

$$B_1 \approx B_m - \frac{B_0}{2 + \sqrt{2} \varepsilon \alpha b / \delta} = \frac{1 + \varepsilon \alpha b / \sqrt{2} \delta - B_0 / 2 B_m}{1 + \varepsilon \alpha b / \sqrt{2} \delta} B_m. \quad (525)$$

Если же индукция B_m очень мала, так что можно положить $H_2' = 0$ (т. е. $\mu_r = \infty$), то

$$B_1 \approx \frac{\sqrt{2} \varepsilon \alpha b / \delta}{1 + \sqrt{2} \varepsilon \alpha b / \delta} B_m. \quad (526)$$

При постоянном потоке индукция B_1 определяется вышеуказанным способом:

$$B_{qs} = B_{qm} = 2B_2 b / h_0 \quad (527)$$

и

$$B_1 = \frac{2\delta/\mu_r + 2\varepsilon b/h_0}{\delta + \delta/\mu_r + 2\varepsilon b/h_0}. \quad (528)$$

При высокой индукции на суженном участке получаем при помощи уравнения (525)

$$B_1 \approx B_m - \frac{B_0}{2 + 2\varepsilon b/\delta h_0} = \frac{1 + \varepsilon b/\delta h_0 - B_0/2 B_m}{1 + \varepsilon b/\delta h_0} B_m, \quad (529)$$

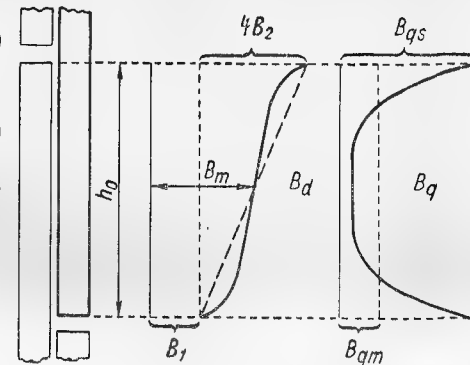


Рис. 175. Кривые продольной и поперечной индукции для насыщенной стали (сплошная линия) и ненасыщенной (пунктиром).

а для малых значений индукции ($\mu_r = \infty$)

$$B_1 = \frac{2\varepsilon b/\delta h_0}{1 + 2\varepsilon b/\delta h_0} B_m. \quad (530)$$

Уравнение (529) не учитывает изменения насыщения в продольном направлении листа.

На рис. 175 дано распределение продольной и поперечной индукций, рассчитанных как с учетом насыщения, так и без него. Продольная индукция в середине участка h_0 при учете насыщения изменяется более плавно. Однако по краям участка она меняется очень резко. Поперечная индукция в середине участка достигает минимума, а по краям — также резко возрастает. Влияние насыщения в основном такое же, как и влияние вихревых токов, однако оно сказывается не так значительно.

В расчете магнитной цепи наличие зазора между сегментами при шихтовке вперекрой может быть учтено эквивалентным зазором:

$$\delta' = \delta B_1 / B_m, \quad (531)$$

причем значения B_1 нужно найти согласно уравнениям (525) и (530). Значения μ_r по индукции B_2 находятся методом последовательных приближений.

Влияние продольной индукции (рис. 175) на магнитное сопротивление относительно невелико, так как соседние сегменты разгружаются при высокой индукции. Сильное насыщение имеет место лишь по краям участка h_0 .

Если исходить из распределения потока, представленного на рис. 174, то наше исследование может быть справедливо лишь в случае, когда рядом расположены только два слоя сегментов, т. е. когда b соответствует ширине двух сегментов. При большем

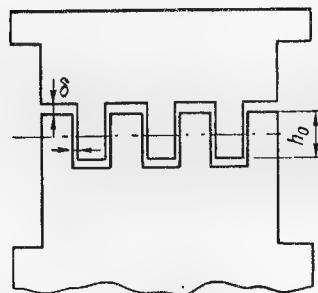


Рис. 176. Зазоры при креплении полюсов «гребенкой».

числе слоев распределение потока несколько иное. В этом случае формулы для расчета B_1 и δ' дают приближенные результаты.

Рассмотрим расчет эквивалентного зазора при шихтовке сегментов внахлест. Возьмем для примера статор трехфазной машины, набранный из сегментов. Пусть зазор между сегментами составляет $\delta = 0,001$ м, размер участка сегмента $h_0 = 0,25$ м. При шихтовке сегментов внахлест одновременно рассматривают два сегмента, так что ширина активной стали здесь $b = 0,001$ м.

Примем зазор между слоями равным $\varepsilon = 0,05b = 0,0005$ м. При $\mu_{rq} = 50$ и $\rho = 0,5 \cdot 10^{-4}$ ом·м получаем $\alpha = 140$ м⁻¹. Если индукция составляет примерно $B_m = 1,5$ вб/м², то эквивалентный зазор

$$\delta' = \delta \frac{1 - 0,667 + 0,005}{1 + 0,005} = 0,338\delta,$$

или $\delta' = 0,00034$ м [см. формулу (524)].

При малых индукциях ($B_m < 0,8$ вб/м²) зазор вычисляется по формуле (525):

$$\delta' = \delta \frac{0,01}{1 + 0,01} = 0,01\delta, \text{ или } \delta' = 0,00001 \text{ м.}$$

Примером сердечников, по которым проходит постоянный по величине и направлению поток, а сегменты собраны встык, являются полюсы, которые крепятся с помощью «гребенки» (рис. 176). Если, например, в такой конструкции $\alpha = 200$ м⁻¹, $\delta = 0,002$ м, $\varepsilon = 0,0001$ м, $h_0 = 0,1$ м и $b = 0,05$ м, то при той же индукции $B_m = 1,5$ вб/м² эквивалентный зазор

$$\delta' = \delta \frac{1 - 0,667 + 0,025}{1 + 0,025} = 0,36\delta, \text{ или } \delta' = 0,0007 \text{ м.}$$

При малых индукциях ($B_0 < 0,8$ вб/м²) эквивалентный зазор равен

$$\delta' = \delta \frac{0,05}{1 + 0,05} = 0,048\delta, \text{ или } \delta' = 0,0001 \text{ м.}$$

Нетрудно убедиться в том, что в последнем случае эквивалентный зазор δ' практически не зависит от размера действительного зазора δ и определяется целиком тремя величинами: ε , b и h_0 .

Для того чтобы экспериментально проверить справедливость выражений (524)—(530), была собрана из отдельных дисков модель сердечника статора. Внутренний диаметр диска 0,17 м, внешний — 0,25 м. На этой модели была снята кривая намагничивания, причем

Таблица 28

Сравнение измеренных и рассчитанных значений дополнительного намагничивания для стыка внахлест

Индукция вб/м ²	Дополнительное намагничивание (а)		μ_r	т
	по данным измерений	по данным расчета		
0,8000	100	111	4600	5
1,0000	250	271	3500	7
1,2000	555	603	2340	8
1,3000	865	782	1700	8
1,5000	1780	1520	650	9
1,6000	2400	3400		
1,7000	3400	4100		
1,8000	4500	4550		
1,9000	4950	5120		

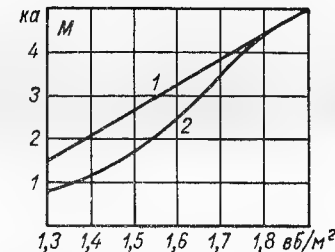


Рис. 177. Сопоставление расчетной (1) и измеренной (2) величин тока намагничивания при различных насыщениях.

индукция повышалась до 2 вб/м². После этого каждый диск был разрезан на 12 сегментов (24 стыка), а модель была собрана и снова была снята кривая намагничивания (см. табл. 28 и рис. 177). Разница между обеими кривыми намагничивания вызвана наличием стыков. В табл. 28 и на рис. 177 даны и результаты расчета.

На том же рисунке показана расчетная кривая. При расчете принято $b = 0,5 \cdot 10^{-3}$ м, $\varepsilon = 0,05 \cdot 10^{-3}$ м, $\delta = 0,4 \cdot 10^{-3}$ м и $\alpha = 140$ м⁻¹. Совпадение расчетной и опытной кривых достаточно удовлетворительно, так как значения величин b , ε и δ определены лишь приближенно. При $B_m = 1,5$ вб/м² получаем $B_1 = 0,46$ вб/м²; $B_2 = 0,52$ вб/м²; $B_2' = 2,53$ вб/м²; $B_{qs} = 0,055$ вб/м²; $M = 2650$ а.

Экспериментальное исследование влияния способа шихтовки и крепления листов активной стали трансформаторов было опубликовано в работах Брехна (Brechna) [127].

7. НАМАГНИЧИВАЮЩАЯ СИЛА СЕРДЕЧНИКА ПОЛЮСА

Магнитный поток в сердечнике полюса состоит из главного потока и потока рассеяния. Хотя поток рассеяния распределен по сердечнику неравномерно, большая часть его все же проходит через полюсные наконечники. Поэтому можно просто считать, что для всего сердечника полюса длиной l_K поток равен (рис. 178):

$$\Phi_K \approx \Phi + \Phi_{\text{ср}}, \quad (532)$$

а индукция

$$B_K = \Phi_K / b_K l_p. \quad (533)$$

Главный поток состоит из полезного потока (потока основной гармонической) и потоков высших гармонических. Для машин

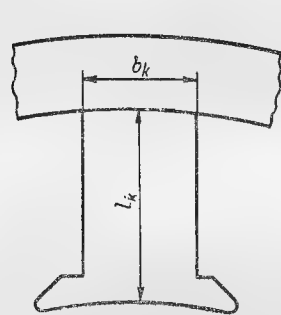


Рис. 178. Определение расчетных размеров полюса.

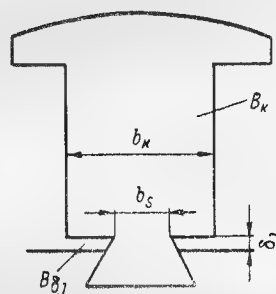


Рис. 179. Крепление полюсов посредством «ласточкина хвоста».

постоянного тока такое подразделение излишне, но для машин переменного тока оно необходимо, так как в соответствии с принципом работы их характеристики целиком определяются величиной основной гармонической.

Индукция в сердечнике малых машин по высоте распределена равномерно, лишь в полюсном наконечнике она убывает. Поэтому при расчете полюсный наконечник иногда не учитывается. В крупных машинах имеется несколько способов крепления полюсов (см. рис. 176 и 179), причем из-за этого часто нарушается равномерное распределение потока. При гребенчатом креплении полюсов (рис. 176) возникает дополнительный зазор; учет его изложен в § 6 настоящей главы [формула (531)].

При креплении с помощью ласточкина хвоста часть потока проходит через зазор между сердечником полюса и ярмом, а другая часть — непосредственно по ласточкину хвосту. Обозначим ширину ласточкина хвоста через b_s (рис. 179). Запишем выражение для индукции в зазоре, считая, что сталь ласточкина хвоста полностью насыщена (это обычно имеет место на практике):

$$B_{\delta j} \approx B_K - B_0 b_s / b_K \approx B_K - 2b_s / b_K [\text{вб/м}^2]. \quad (534)$$

Индукция B_j вычисляется по формуле (533). Последнее уравнение справедливо также для машин постоянного тока. У этих машин полюсы крепятся к ярму болтами; следует обратить особое внимание на зазор между полюсами и ярмом, так как его иногда делают слишком большим, чтобы машина работала устойчиво, без колебаний скорости вращения. Если размеры ласточкина хвоста (или болтов) велики или же если поток мал (режим недовозбуждения), то тогда полного насыщения их не наступает. В этом случае индукция и намагничивающая сила вычисляются с учетом параллельного потока в воздухе, как и при расчете зубцов (рис. 155). При очень малых индукциях параллельным потоком в воздухе можно пренебречь.

Намагничивающая сила вдоль сердечника полюса равна

$$M_K = l_K H_K + B_{\delta j} \delta_j / \mu_0, \quad (535)$$

где H_K — напряженность. При расчете намагничивающей силы на пару полюсов следует брать $2M_K$.

8. ХАРАКТЕРИСТИКА ХОЛОСТОГО ХОДА МАШИНЫ

В предыдущих параграфах мы подробно рассмотрели расчет намагничивающей силы на отдельных участках магнитной цепи. Зная намагничивающую силу на отдельных участках, можно провести расчет общей намагничивающей силы графически; для этого нужно нанести на график зависимость между потоком и намагничивающей силой для каждого участка, а затем их определенным образом просуммировать. Однако практически целесообразнее предварительно вычислить намагничивающую силу, равную сумме намагничивающих сил зазора (между ротором и статором), зубцов и ярма якоря:

$$M_R = M_{j1} + 2(M_L + M_{z1} + M_{z2}). \quad (536)$$

Затем вычислим сумму намагничивающей силы сердечника полюса и ярма:

$$M_F = 2M_K + M_{j2}. \quad (537)$$

Уточним смысл намагничивающей силы M_j для различных типов машин. В машинах постоянного тока намагничивающая сила ярма M_{j1} соответствует намагничивающей силе якоря, а M_{j2} — статора. В синхронных машинах с полюсами на роторе M_{j1} — намагничивающая сила ярма статора, M_{j2} — ротора. В асинхронных машинах и в коллекторных машинах переменного тока полюсных сердечников нет. Для асинхронных машин с питанием со стороны статора M_{j1} — намагничивающая сила ярма статора. В коллекторных машинах, которые обычно питаются и со стороны статора, и со стороны ротора, трудно провести разделение ротора и статора по такому принципу.

Поток рассеяния в асинхронных машинах и коллекторных машинах переменного тока мал, и этим потоком обычно пренебрегают; тогда намагничивающая сила всей магнитной цепи

$$\theta = \sum M = M_{j1} + M_{j2} + 2(M_L + M_{z1} + M_{z2}). \quad (538)$$

Рассмотрим подробнее расчет характеристики холостого хода для машин постоянного тока и синхронных. В этих машинах поток рассеяния достаточно велик, и им пренебречь нельзя.

На рис. 180 нанесены кривые намагничивания $\Phi(M_R)$ и $\Phi(M_F)$. Величину самого потока Φ мы пока не вычисляли. Поток рассеяния между полюсами $\Phi_{\sigma p}$ пропорционален намагничивающей силе M_R между соседними полюсными наконечниками:

$$\Phi_{\sigma p} = \Lambda_{\sigma p} M_R, \quad (539)$$

где $\Lambda_{\sigma p}$ — магнитная проводимость между полюсами. Она может быть определена, например, из картины поля или на электрической модели (см. § 2, а гл. 4). Эта проводимость практически не зависит от насыщения полюсов, так как силовые линии проходят в основном по воздуху. Поэтому при расчете характеристики холостого хода ее можно принять постоянной.

Рис. 180. Определение результирующей характеристики холостого хода по кривым намагничивания отдельных элементов магнитной цепи.

Тогда характеристика намагничивания для потока рассеяния $\Phi_{\sigma p}(M_R)$ может быть представлена прямой, проходящей через начало координат. Она также нанесена на рис. 180.

Исходя из главного потока якоря, определим на кривой $\Phi(M_R)$ соответствующую намагничивающую силу M_R между полюсными наконечниками. Для этой намагничивающей силы на прямой $\Phi_{\sigma p}(M_R)$ найдем поток рассеяния $\Phi_{\sigma p}$ и прибавим его к главному потоку. Таким образом, мы вычислили поток, проходящий через полюсный сердечник и ярмо ($\Phi_K \approx \Phi_j$). Намагничивающая сила вдоль сердечника и ярма определяется из кривой $\Phi(M_F)$; она равна M_F . Теперь можно определить общую намагничивающую силу $\theta = M_F + M_R$. Если повторить расчет этим методом для различных значений главного потока Φ , то получим характеристику холостого хода $\Phi(\theta)$.

В машинах переменного тока основное значение для рабочих характеристик имеет не главный поток Φ , а поток основной гармонической Φ_1 . Отношение ϕ между потоками Φ и Φ_1 или соответственно индукциями B_L и B_1 определяется формой кривой

поля в зазоре. Для того чтобы найти это отношение, надо построить кривую распределения поля в зазоре вдоль полюсного деления и разложить ее в гармонический ряд (см. § 2 гл. 4).

Для синхронных машин величину ϕ приближенно можно найти также по кривым на рис. 90. Тогда той же самой намагничивающей силе θ будет соответствовать не поток Φ , а поток $\Phi_1 = \Phi/\phi$. Ординаты кривой $\Phi(\theta)$ просто пересчитываются в отношении ϕ . В действительности ϕ по величине не постоянна, а зависит от насыщения. В синхронных машинах, которые имеют по сравнению с машинами других типов больший зазор, зависимость отношения ϕ от насыщения мала, и практически при расчете характеристики холостого хода его можно принимать постоянным. Однако в асинхронных машинах и коллекторных машинах переменного тока, у которых зазор сравнительно мал, зависимость ϕ от насыщения необходимо учитывать. В § 4 гл. 4 было показано, как можно построить кривую $B_1(\theta)$, исходя из кривой $B_L(0)$. Так как отношение Φ_1 к B_1 постоянно [см. формулу (441)], то, зная B_1 , нетрудно определить и Φ_1 .

На рис. 110 и 111 по оси ординат вместо главного потока Φ отложена индукция в зазоре B_L . При этом объем расчетной работы сокращается, так как в этом случае нет необходимости вычислять главный поток Φ .

Характеристика холостого хода позволяет определить ток возбуждения в зависимости от напряжения при холостом ходе машины. Общего метода определения тока возбуждения при нагрузке не существует, в зависимости от типа машины эти методы различны.

Расчет характеристики холостого хода часто требует большой затраты времени. Поэтому на практике стремятся его упростить. Обычно точно рассчитывается лишь одна точка, соответствующая номинальной нагрузке. Остальные точки кривой вычисляются приближенно.

Намагничивающую силу θ , рассчитанную для какой-либо одной точки, можно условно разбить на две составляющие: одну $2M_L$, соответствующую зазору, и вторую — $2M_{Fe}$, соответствующую всем остальным участкам магнитной цепи со сталью. Первая изменяется прямо пропорционально потоку и графически может быть представлена прямой $2M_L = (2M_L)_n \Phi/\Phi_n$. Для второй составляющей можно принять, что она изменяется по закону $2M'_{Fe} = (2M_{Fe})_n (\Phi/\Phi_n)^m$. Так как индукция в стали на различных участках магнитной цепи неодинакова, то показатель степени m выбирают усредненным. Как правило, намагничивающая сила более насыщенных участков составляет большую долю в общей намагничивающей силе $2M_{Fe}$. Поэтому для m можно принять величину, соответствующую индукции $B > 1,5 \text{ вб/м}^2$. В этой области индукции показатель степени как раз изменяется очень мало (рис. 164), что повышает точность расчета. Для низко- и высоколегированной стали в среднем можно принять $m \approx 9$. Этот

способ приближенного пересчета намагничивающей силы можно использовать в сравнительно небольшом диапазоне изменения потока ($\Phi/\Phi_n \approx 1,3$).

9. ТОК ХОЛОСТОГО ХОДА

Ток возбуждения для режима холостого хода может быть вычислен исходя из намагничивающей силы θ_0 . Эта намагничивающая сила определяется из характеристики холостого хода по индукции B_1 или потоку Φ_1 для синхронной машины и по индукции B_L или потоку Φ для машины постоянного тока. Если на каждом полюсе имеется w витков, соединенных последовательно, то ток намагничивания для режима холостого хода вычисляется через намагничивающую силу θ_0 так:

$$J_\mu = \theta_0 / 2w. \quad (540)$$

При параллельном соединении катушек общий ток возбуждения будет в четыре раза больше тока J_μ , вычисленного по формуле (540). Если в общем случае число параллельных групп равно c , то ток возбуждения больше тока J_μ , вычисленного по формуле (540), в c^2 раз.

В асинхронных машинах и трехфазных коллекторных машинах в зависимости от способа соединения первичной обмотки (возбуждения) в токе намагничивания могут содержаться высшие гармонические.

При соединении в звезду без нулевого провода кривая тока практически синусоидальна. Тогда зависимость между Φ_1 и J_1 определяется методом, описанным выше. При соединении в треугольник в отдельных фазах обмотки возникают довольно значительные гармонические тока, порядок которых кратен трем. Однако эти токи не попадают в сеть, а циркулируют только по обмоткам машины. Поля этих токов являются пульсирующими. Обычно их нельзя измерить непосредственно, но их можно определить косвенно, так как они влияют на общие потери в машине.

Практически интерес представляет только первая гармоническая тока намагничивания J_μ . Между намагничивающей силой всей магнитной цепи θ и первой гармонической тока намагничивания имеется следующая зависимость. Амплитуда намагничивающей силы фазы обмотки равна $\sqrt{2}J_\mu w / 2p$, тогда первая гармоническая этой намагничивающей силы составляет $4\xi_1 \sqrt{2}J_\mu w / 2\pi p$, а первая гармоническая намагничивающей силы всех m фаз больше намагничивающей силы одной фазы в $m/2$ раз; следовательно,

$$\frac{\theta}{2} = \frac{4}{\pi} \xi_1 \frac{\sqrt{2}J_\mu w}{2p} \cdot \frac{m}{2}; \quad (541)$$

отсюда получаем:

$$J_\mu = \frac{\pi}{2\sqrt{2}m} \cdot \frac{p\theta}{\xi_1 m}. \quad (542)$$

Для обычной трехфазной обмотки ($m = 3$; $\xi_1 = 3/\pi$) можно записать:

$$J_\mu = 0,387 \frac{p\theta}{w}, \quad (543)$$

а для однофазной, если обмотано $\frac{2}{3}$ пазов ($m = 1$; $\xi_1 = 3\sqrt{3}/2\pi$):

$$J_\mu = 1,35 \frac{p\theta}{w}. \quad (544)$$

Формула (544) может быть использована для расчета тока намагничивания двигателя с короткозамкнутой обмоткой ротора. Если разомкнуть обмотку ротора однофазного двигателя, то ток намагничивания уменьшится вдвое, так как при этом инверсное поле не демпфируется.

Как правило, в асинхронных машинах и в трехфазных коллекторных машинах сталь насыщена несильно. Поэтому при расчете характеристики холостого хода нет необходимости точно учитывать влияние высших гармонических на ток или на поток в машине.

10. ХАРАКТЕРИСТИКА ХОЛОСТОГО ХОДА ОДНОФАЗНЫХ КОЛЛЕКТОРНЫХ МАШИН С ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ

В предыдущем параграфе был рассмотрен расчет характеристики холостого хода трехфазных машин. В однофазных машинах, особенно тяговых двигателях, насыщение обычно достаточно велико. Поэтому здесь необходимо учитывать влияние высших гармонических.

Характеристика холостого хода однофазной коллекторной машины изображена на рис. 181 (кривая a). Она представляет зависимость между мгновенными значениями потока Φ и тока i и рассчитывается так же, как для машины постоянного тока. Дальнейший ход расчета зависит от того, изменяется ли во времени ток или магнитный поток синусоидально. В действительности ни ток, ни поток не

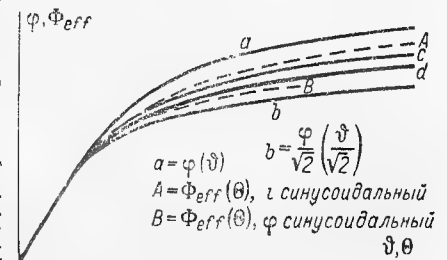


Рис. 181. Характеристика холостого хода коллекторной машины переменного тока: a — ток возбуждения — постоянный; b — ток возбуждения — переменный.

изменяются по синусоидальному закону. Если пренебречь падением напряжения в индуктивном сопротивлении рассеяния, то при синусоидальном напряжении сети поток тоже можно считать синусоидальным; однако кривая тока изменяется более резко, чем по синусоиде.

При учете индуктивного сопротивления рассеяния и активных сопротивлений обмоток расчетная кривая изменения магнитного потока во времени становится более пологой, а кривая тока — ближе к синусоидальной. Наибольшее влияние эти сопротивления оказывают при расчете тока и магнитного потока для режима, когда якорь заторможен. Для режимов, когда якорь вращается, влияние этих сопротивлений мало.

Если исходить из того, что поток изменяется во времени синусоидально, то $\Phi_{\text{eff}} = \Phi_1 / \sqrt{2}$. Намагничивающая сила, соответствующая этому потоку, определяется графически (см. § 4 гл. 4). То же относится к потоку, если исходить из синусоидального изменения намагничивающей силы. В результате получаем «характеристики на переменном токе» (кривые *A* и *B* на рис. 181). Если же предположить, что и ток, и поток изменяются синусоидально, то тогда, разделив абсциссы и ординаты кривой *a* на $\sqrt{2}$, получаем кривую *b*. Однако это предположение недостаточно справедливо. Вместе с тем, точное определение кривых изменения тока и потока во времени весьма трудоемко, причем для различных точек характеристики холостого хода зависимость тока от потока неодинакова [25]. Поэтому в практике расчет ведется по усредненной «характеристике на переменном токе», а изменение тока и магнитного потока во времени принимается синусоидальным. Эта усредненная характеристика находится между кривыми *A* и *B*. На рис. 181 кривая *c* получена из кривых *a* и *b* обычным усреднением: $c = (a + b)/2$. Однако лучшее совпадение, как показывает опыт, дает кривая $d = (a + 2b)/3$.

11. ОСОБЕННОСТИ РАСЧЕТА ХАРАКТЕРИСТИКИ ХОЛОСТОГО ХОДА МАШИН С ПОСТОЯННЫМИ МАГНИТАМИ

При расчете машин с постоянными магнитами вместо намагничивающей силы возбуждения определяются размеры этих магнитов. Сначала определяются намагничивающие силы на отдельных участках магнитной цепи, кроме участка с постоянными магнитами. Они занимают обычно либо весь сердечник полюса, либо его часть.

Сумма намагничивающей силы на отдельных участках (кроме участка с магнитами) $M = 2M_L + M_Z + M_{j1} + M_{j2}$ строится в зависимости от потока Φ в зазоре. Это построение производится во втором квадранте. Зависимость $M = f(\Phi)$ практически является прямой, так как индукция в стали невелика (см. рис. 182, прямая *I*). Поток постоянных магнитов должен быть больше потока Φ на величину потока рассеяния $\Phi_{\sigma p}$ между полюсными наконечниками. Поток рассеяния $\Phi_{\sigma p}$ пропорционален намагничивающей силе $2M_L + M_Z + M_{j1}$. Если пренебречь незначительным влиянием намагничивающей силы ярма, то тогда зависимость потока рассеяния от намагничивающей силы M представляет собой прямую *II* на рис. 182.

Поток сердечника полюса Φ_K равен сумме потоков в зазоре и рассеяния. Зависимость между потоком сердечника Φ_K и намагничивающей силой представлена прямой *III*. Размагничивание полюсного сердечника учитывается кривой *IV*. Она вычисляется с помощью кривой размагничивания для данного магнитного материала и с учетом размеров сердечника. Для этого используются следующие формулы: $\Phi_K = BQ_K$, $M = Hl_K$, где Q_K — сечение сердечника, м^2 , и l_K — его длина, м . Рабочая точка определяется пересечением обеих кривых (*III* и *IV*).

Рассмотрим влияние отношения l_K/Q_K при неизменном объеме постоянного магнита ($M_K = Q_K l_K = \text{const}$). При увеличении длины сердечника вдвое напряженность и намагничивающая сила также возрастают вдвое, а поток становится в два раза меньше. В результате получаем более крутую кривую размагничивания (*V*), чем в первом случае. Соответственно смещается и точка пересечения кривых (2): при уменьшении вдвое длины сердечника и соответственном увеличении его сечения характеристика размагничивания становится более пологой (*VI*), а точка пересечения смещается влево (точка 3). Таким образом, отношение длины сердечника l_K к его площади Q_K влияет на положение рабочей точки. При этом имеется оптимальное соотношение l_K/Q_K , при котором поток максимален. В нашем примере оно соответствует точке 1. Далее, нетрудно показать, что эта точка соответствует максимальной энергии постоянного магнита $(\Phi_K M)_{\text{max}}$ или при $V_K = \text{const}$ — произведению $(BH)_{\text{max}}$. Величина $(BH)_{\text{max}}$ является характеристикой постоянного магнита. Сумма объемов двух сердечников, расположенных на обоих полюсах, равна

$$V_K = \frac{\Phi_K M}{(HB)_{\text{max}}}; \quad (545)$$

здесь Φ_K и M вычисляются предварительно из размеров и необходимого магнитного потока в зазоре. Величина $(HB)_{\text{max}}$ определяется по табл. 23. Объем магнита, вычисленный по формуле (545), является минимальным. Однако в практических расчетах надо иметь в виду, что иногда (например, если заранее заданы размеры) максимальная точка достигнута быть не может. Поэтому при проектировании целесообразно выбирать объем постоянного магнита с запасом (больше примерно на 20—50%). Тогда точное

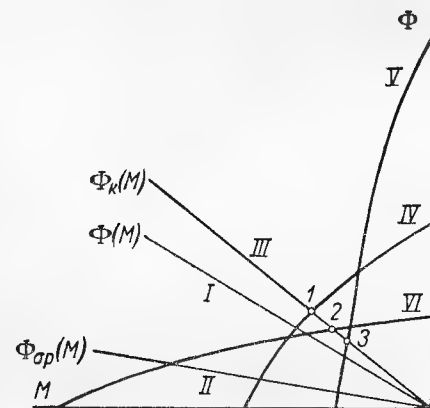


Рис. 182. Определение рабочей точки при изменении размеров постоянного магнита (объем магнита одинаков).

определение размеров сердечника может быть проведено графически, как показано на рис. 182. Размеры сердечника можно также определить, вычислив сначала один из двух основных его размеров, например

$$l_K = \frac{M}{H}. \quad (546)$$

Напряженность H выбирается вблизи оптимальной точки $(BH)_{\max}$, тогда сечение сердечника

$$Q_K = \frac{\Phi_K}{B}, \quad (547)$$

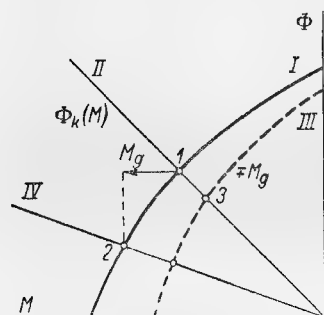


Рис. 183. Определение потока при размагничивающей н. с.

где индукция B соответствует напряженности в формуле (546).

Магнитный поток в машине обычно значительно ослабляется внешним потоком (например, потоком якоря) или выемкой ротора (большее магнитное сопротивление). После исчезновения внешнего потока первоначальный магнитный поток не принимает своего прежнего значения; пока внешний поток не превосходит некоторой установленной величины, имеют место две

устойчивые точки: одна соответствует магнитному потоку с учетом влияния внешнего потока, вторая — без учета его.

На рис. 183 представлены кривая размагничивания сердечника полюса (I) и характеристика намагничивания (II) $\Phi_K(M)$. Точка их пересечения 1 является рабочей. Примем сначала, что влияние внешнего магнитного потока эквивалентно некоторой намагничивающей силе реакции якоря $\theta_a = M_g$, направленной противоположно основному потоку. Для этой размагничивающей силы вычислим кривую III, воспользовавшись кривой $B(H)$ для данной марки стали (рис. 140—143). При появлении внешнего размагничивающего потока (ему соответствует намагничивающая сила M_g) рабочая точка смещается (2). После прекращения действия внешнего магнитного потока рабочий режим характеризуется точкой 3. Она получается в результате пересечения кривой размагничивания сердечника III (при уменьшении общей намагничивающей силы на величину $\pm M_g$) с кривой намагничивания II. Точка 2 характеризует устойчивый режим работы машины при наличии размагничивающего потока, а точка 3 — при его отсутствии.

При выемке ротора из машины поток также ослабляется. В этом случае поток сердечника полюса состоит из потока рассеяния и потока в расточке Φ_B :

$$\Phi_K = \Phi_{\sigma p} + \Phi_B. \quad (548)$$

Оба потока определяются соответствующими проводимостями и намагничивающей силой (см. § 5 и 6 гл. 13). Намагничивающая сила практически равна M , так как намагничивающая сила в стали очень мала; поэтому можно рассчитать зависимость $\Phi_K(M)$ и нанести ее на рис. 183 (прямая IV). В результате получается намагничивающая сила M_g , соответствующая размагничивающему потоку; точки 2 и 3 характеризуют устойчивый режим работы. Для упрощения рисунка мы провели прямую IV через точку 2, чтобы получить то же самое размагничивание, что и в первом случае. Как правило, точка пересечения расположена иначе. При этом размагничивание по величине будет иным, так что кривую III каждый раз следует пересчитывать заново.

12. КРИВАЯ ХОЛОСТОГО ХОДА ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ МАШИНЫ ОДНОИМЕННОПОЛЮСНОГО ТИПА

У всех рассмотренных выше типов машин э. д. с. была образована переменным потоком; в генераторе одноименно-полюсного типа э. д. с. наводится пульсирующим потоком. Поток в такой машине не изменяется по направлению, он направлен всегда в одну сторону и изменяется лишь по величине. Это обстоятельство приводит к тому, что кривая холостого хода для такой машины должна быть рассчитана иначе, чем для машин других типов.

Под характеристикой холостого хода мы понимаем обычно зависимость между полезным потоком, т. е. потоком, который наводит в обмотке якоря требуемую э. д. с., и намагничивающей силой. В данном случае полезный поток не равен полному потоку, пересекающему обмотку якоря; он равен лишь переменной составляющей полного потока или, точнее говоря, основной гармонической этой переменной составляющей.

Для того чтобы исследовать свойства магнитного потока, рассмотрим зубцовую зону машины. На рис. 184 представлен вид машины с торца на протяжении одного зубцового деления статора. В машине данного типа имеют место следующие потоки: Φ_{Z1} — в нагруженном зубце статора, Φ_N — проходящий через зубец ротора, $\Phi_\sigma/2$ — поперек паза статора. Таким образом, наибольшим потоком через зубец статора является Φ_{Z1} , а наименьшим $\Phi_N + \Phi_\sigma$. Переменная составляющая потока через зубец статора равна

$$\Phi = \frac{\Phi_{Z1} - \Phi_N - \Phi_\sigma}{2}. \quad (549)$$

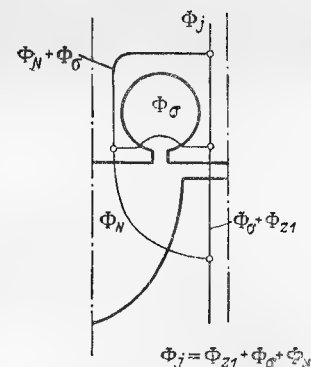


Рис. 184. Зубцы ротора и статора одноименнополюсной индукторной машины.

Перечисленные потоки можно выразить через соответствующие намагничивающие силы и магнитные сопротивления или проводимости Λ . Обозначим через Λ_L проводимость воздушного зазора между зубцом статора и зубцом ротора, когда оси этих зубцов совпадают (правая часть рис. 184). Через Λ_N обозначим проводимость воздушного зазора между зубцом статора и пазом ротора (левая часть рис. 184). Наконец, через Λ_σ обозначим удвоенную величину проводимости поперек паза статора. Эти три проводимости не зависят от насыщения и могут быть определены различным образом. Наиболее просто это можно сделать, если пренебречь насыщением ($\mu = \infty$); тогда для расчета проводимостей можно предварительно начертить картину поля или использовать электрические модели. Λ_L соответствует разности наибольшего и наименьшего потоков через зубец статора (ср. § 2 гл. 4). Λ_L и Λ_σ могут быть также получены аналитически. Обозначим эквивалентную длину якоря через l_i , а эквивалентную ширину зубца — $b_{z1} \approx (b_{z1} + b_{z2})/2$; тогда

$$\Lambda_L = \mu_0 b_{z1} l_i / \delta \text{ [ом} \cdot \text{сек]}; \quad (550)$$

$$\Lambda_\sigma = 2\mu_0 l / \lambda_N, \quad (551)$$

где l — длина активной стали якоря, m ; λ_N — проводимость паза статора, когда по обмотке не протекает ток; $\mu_0 = 0,4\pi \cdot 10^{-6}$ ом·сек/м. Основную долю в величине λ_N составляет пазовая проводимость.

Незначительным потоком рассеяния по головкам зубцов для простоты пренебрежем.

Для расчета проводимости Λ_N простых соотношений не получено. Эту величину весьма приближенно можно вычислить из опытной формулы [130]:

$$\Phi \approx \Phi_{\max} (0,5 - \delta/b_{z2}), \quad (552)$$

которая дает зависимость между переменным потоком Φ и наибольшей величиной потока зубца статора $\Phi_{\max}$. С учетом соотношений $\Phi_{\max} = M\Lambda_L$ и $\Phi_{\min} = M\Lambda_N$ получаем:

$$\Lambda_N \approx 2\mu_0 l_i \delta_{z1} / b_{z2}. \quad (553)$$

Намагничивающей силой ненагруженного зубца статора можно пренебречь; обычно это справедливо и для зубцов ротора. Однако для нагруженных зубцов статора намагничивающей силой пренебрегать, как правило, недопустимо, и в дальнейших расчетах эту намагничивающую силу будем учитывать [131]. Заметим, что

$$\Phi_\sigma = M_{z1} \Lambda_\sigma \quad (554)$$

и что намагничивающая сила вдоль средних линий, указанных на рис. 184, равна

$$M_V = \Phi_N / \Lambda_N = (\Phi + \Phi_\sigma) \Lambda_L + M_{z1}; \quad (555)$$

тогда переменный поток, с учетом формулы (549), можно записать так:

$$\Phi = \Phi_{z1} (1 - \Lambda_N / \Lambda_L) - (\Lambda_\sigma + \Lambda_N + \Lambda_N \Lambda_\sigma / \Lambda_L) M_{z1}. \quad (556)$$

Для ненасыщенной стали величина переменного потока зависит не только от потока возбуждения Φ_{z1} , но и от отношения Λ_N / Λ_L . Чем меньше это отношение, тем больше переменный поток. В первую очередь, уменьшение отношения проводимостей Λ_N / Λ_L может быть получено путем уменьшения воздушного зазора δ . Этим объясняется тот факт, что в высокочастотных машинах одноименно-полюсного типа зазор очень мал (0,3—0,5 мм). Изменение отношения Λ_N / Λ_L в определенных пределах может быть достигнуто также за счет изменения ширины зубца b_{z2} . При увеличении тока возбуждения поток Φ_{z1} возрастает, однако полезный переменный поток изменяется от тока возбуждения по сложной зависимости. Примем, что при изменении тока возбуждения проводимости в уравнении (556) остаются постоянными; в большинстве случаев такое предположение справедливо. Тогда при увеличении тока возбуждения переменный поток Φ_{z1} сначала также пропорционально возрастает, что соответствует увеличению первого члена в уравнении (556). Однако при увеличении тока возбуждения возрастает и насыщение зубцов статора; это соответствует резкому увеличению второго члена в уравнении (556); в результате при определенном токе возбуждения приращение величины первого члена становится меньшим, чем второго. Следовательно, несмотря на увеличение тока возбуждения, переменный поток уменьшается. Эта зависимость может быть также представлена графически. Запишем уравнение (556) в иной форме:

$$\frac{\Phi}{\Lambda_\sigma + \Lambda_N + \Lambda_\sigma \Lambda_N / \Lambda_L} = \frac{\Phi_{z1} (1 - \Lambda_N / \Lambda_L)}{\Lambda_\sigma + \Lambda_N + \Lambda_\sigma \Lambda_N / \Lambda_L} - M_{z1}, \quad (556a)$$

$$\kappa_1 \Phi = \kappa_2 \Phi_{z1} - M_{z1}.$$

На рис. 185 нанесены зависимости $\Phi_{z1} (M_{z1})$ и $\Phi_{z1} (\kappa_2 \Phi_{z1})$; последняя представляет прямую. Разность в абсциссах обеих зависимостей равна величине $\kappa_1 \Phi$, которая пропорциональна переменному потоку. Наибольшая величина этого потока соответствует точке пересечения кривой $\Phi_{z1} (M_{z1})$ с касательной, параллельной прямой $\Phi_{z1} (\kappa_2 \Phi_{z1})$.

Расчет характеристики холостого хода начинают с вычисления кривой намагничивания зубца статора $\Phi_{z1} (M_{z1})$. Исходя из полученных величин Φ_{z1} и M_{z1} , можно рассчитать переменный поток Φ либо по (556), либо графически (рис. 185). Этому потоку соответствует намагничивающая сила зазора и зубца статора

$$M_R = 2 [(\Phi_{z1} + \Phi_\sigma) / \Lambda_L + M_{z1}]. \quad (557)$$

Намагничивающей силой зубца ротора обычно можно пренебречь. Если же ее требуется учесть, то она может быть вычислена

обычным путем, исходя из величины потока $\Phi_{z2} \approx \Phi_{z1} + \Phi_{\sigma}$ и сечения зубца. Учет намагничивающей силы зубца приводит к уменьшению численного значения проводимости Λ_L . В результате величина переменного потока, вычисленная по формуле (556), также получается несколько меньшей. Поток в ярме статора и ротора

$$\Phi_j = \Phi_{z1} + \Phi_N + \Phi_{\sigma}; \quad (558)$$

отсюда обычным способом вычисляется намагничивающая сила.

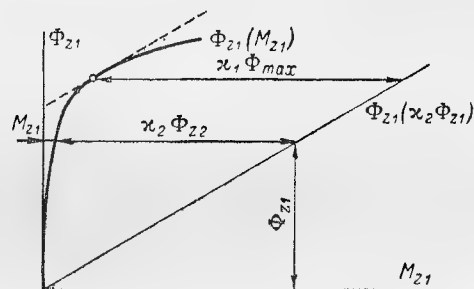


Рис. 185. Определение характеристики холостого хода одноименнополюсной индукторной машины.

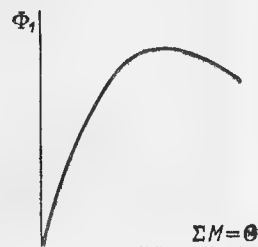


Рис. 186. Характеристика холостого хода одноименнополюсной индукторной машины.

Полезный поток, соответствующий э. д. с. машины, определяется путем разложения кривой поля в гармонический ряд. Этот метод уже был описан в § 2 гл. 4. Отношение между основной гармонической и общим переменным потоком практически мало зависит от насыщения, вследствие чего его надо определить только один раз. Обычно оно составляет величину порядка 0,8—0,9.

Типичная характеристика холостого хода высокочастотной машины одноименнополюсного типа представлена на рис. 186. Она существенно отличается от характеристики холостого хода машин обычных типов.

ГЛАВА ДЕВЯТАЯ

АКТИВНЫЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ ОБМОТОК

1. ОБМОТОЧНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

а) Медь

В качестве обмоточного материала преимущественно применяется электролитическая медь. В отношении степени ее чистоты предъявляются довольно высокие требования, так как загрязняющие примеси оказывают значительное влияние на свойства меди,

особенно на ее электропроводность. Правда, в некоторых случаях присадки других металлов бывают полезными, на чем мы остановимся ниже.

Катодная медь является непосредственным продуктом электролитического рафинирования меди. Она имеет высокую степень чистоты и служит сырьем для изготовления медных проводников. Кроме того, она применяется для изготовления обладающего высокой электропроводностью медного литья. Однако, для того чтобы обеспечить изготовление высокопроводящих отливок без каких-либо пороков, в особенности отливок сложной конфигурации, необходимо принимать особые меры. Для предотвращения доступа кислорода во время плавки меди применяются покрытия древесным углем, а также различные раскислительные средства (бериллий, олово и т. д.).

Путем переплавки и дальнейшей обработки катодной меди получают высокопроводящую рафинированную медь в форме проволоки, стержней, трубок и т. д. Кислород входит в состав электротехнической меди в виде закиси меди и оказывает на электропроводность лишь незначительное влияние. Содержание кислорода составляет приблизительно от 0,02 до 0,04%. Другие элементы имеют лишь в очень незначительных количествах. Для оценки электротехнической меди согласно «Правилам по электротехнике» DIN 57201 решающее значение имеет ее электропроводность.

В соответствии с требованиями Международного стандарта на отожженную медь (International Annealed Copper Standard) удельное сопротивление чистой отожженной меди при 20° С должно составлять $\rho_{20} = 0,01724 \cdot 10^{-6} \text{ ом} \cdot \text{м} = 58 \text{ сим} = 100 \text{ IACS}^*$. Электропроводность медного образца выражается в процентах от этой величины. В отожженном состоянии применяемая в настоящее время высокопроводящая медь имеет электропроводность от 101 до 102% IACS. При холодной вытяжке электропроводность снижается приблизительно до 97% IACS. Для наших расчетов можем принять $\rho_{20} = 0,0175 \cdot 10^{-6} \text{ ом} \cdot \text{м} = 57 \text{ сим}$. Удельное сопротивление в сильной степени зависит от температуры, причем в диапазоне от 0 до 100° С эта зависимость выражается формулой

$$\rho_t = \rho_{20} [1 + \beta (t - 20)]. \quad (559)$$

Температурный коэффициент составляет $\beta = 0,00393^\circ \text{С}^{-1}$ [134].

Ввиду высокой электро- и теплопроводности меди, при ее электродуговой сварке требуются сильные электрические токи. В противоположность этому, газовая сварка и пайка твердым припоем осуществляются сравнительно просто, вследствие чего на практике в основном применяются эти два метода. Для них раскисленная (восстановленная) медь более пригодна, чем рафинированные сорта меди. Водород, который частично имеется в свароч-

* IACS — единица удельного сопротивления меди по указанному международному стандарту.

ном пламени, диффундирует в раскаленную медь. Для раскисленной меди эта диффузия никакого значения не имеет, а в случае рафинированной меди водород образует с закисью меди водяные пары внутри медной детали. При достаточно высоком давлении эти пары могут приводить к возникновению трещин, ослаблению и охрупчиванию меди в районе мест сварки. Это явление, известное под названием «водородной болезни» меди, может ожидать во всех случаях, когда рафинированная медь нагревается в восстановительной атмосфере до температур приблизительно выше 500°C .

На практике в электрических машинах вследствие этого явления часто происходят поломки короткозамкнутых и коллекторных обмоток.

Свободная от кислорода, высокопроводящая медь (OFHC — Oxygen Free High Conductivity Cooper) изготавливается в технических масштабах только в США. Для ее изготовления требуется сложное оборудование. В Англии и ФРГ медь с очень низким содержанием кислорода изготавливают для определенных целей по специальному методу (например, путем раскисления литьем). Свободная от кислорода медь имеет иммунитет против «водородной болезни» и особенно пригодна для автогенной сварки и пайки твердым припоем.

Механическая прочность меди в большой мере зависит от ее обработки. Холоднотянутая медь имеет предел текучести 35 кг/мм^2 и выше. Предел текучести отожженной меди равен 5 кг/мм^2 , а ее предел упругости составляет только $1,5\text{ кг/мм}^2$. Температура рекристаллизации меди равна приблизительно 200°C . По этой причине максимально допустимая температура при коротком замыкании ограничивается согласно нормам величиной 150°C . При пайке мягким припоем температура нагрева меди обычно не превышает 200°C . Если же применяется твердый припой, то необходимо повышать температуру рекристаллизации меди путем присадки серебра или кадмия.

Присадка серебра даже менее $0,1\%$ повышает температуру рекристаллизации до $300\text{—}350^{\circ}\text{C}$. Медь, легированная серебром ($0,08\%\text{ Ag}$), часто применяется для изготовления коллекторных пластин и соединений между обмоткой и коллектором. Изоляции особых классов на кремнийорганической основе допускают повышенный нагрев обмоток и требуют поэтому пайки с высокими температурами плавления. Для обмоток таких машин наиболее пригодна легированная серебром медь, и можно предполагать, что в этой области она получит широкое применение. Электропроводность легированной серебром меди практически равна электропроводности чистой меди.

Аналогичное влияние оказывает также присадка кадмия. Техническая кадмиевая медь содержит приблизительно от $0,5$ до 1% кадмия. Ее электропроводность в мягко отожженном состоянии составляет 95% IACS, а после холодной вытяжки 82% IACS. Кад-

миевая медь практически свободна от кислорода и не склонна к «водородной болезни».

Для особых целей, например для повышения теплоемкости, для изготовления короткозамкнутых обмоток применяется латунь. Наиболее широкое применение получила не желтая латунь Ms60, а томпаковый (медноцинковый) сплав Ms90. Он содержит приблизительно 90% меди и 10% цинка. Его электропроводность составляет 43% IACS, температура рекристаллизации 500°C , предел упругости в холодно деформированном и отожженном состоянии 4 кг/мм^2 , а предел прочности при растяжении 27 кг/мм^2 . Теплопроводность снижается приблизительно в таком же соотношении, что и электропроводность. Ковкая латунь Ms60 имеет электропроводность порядка 29% IACS.

б) Алюминий

Наряду с медью, для изготовления обмоток электрических машин применяется алюминий. Правда, масштабы его применения еще незначительны (например, из него изготавливаются литые короткозамкнутые обмотки), однако уже имеются признаки, указывающие на то, что в будущем он получит широкое применение. Хотя алюминий имеет более высокое удельное сопротивление, чем медь, он обеспечивает благодаря своему низкому удельному весу известные преимущества при его применении на вращающихся частях машин. Так, например, за последнее время было изготовлено несколько очень крупных турбогенераторов с алюминиевыми обмотками на роторе. Алюминий пригоден также и для наматываемых на ребро обмоток, применяемых в машинах постоянного тока и в синхронных машинах. При больших сечениях проводников соединения выполняются обычно в виде резьбовых. Встречаются сварные и паяные соединения, однако мнения в отношении их пригодности еще расходятся.

Согласно нормам максимально допустимая температура нагрева алюминия при коротком замыкании ограничивается 200°C . Температура рекристаллизации чистого алюминия колеблется между 400 и 450°C . Прочие характеристики этого металла приведены в табл. 29.

Технически чистый алюминий с немецким обозначением Al 99,5 (DIN1712, 1725) и американским обозначением AD1S 1050 имеет довольно низкую механическую прочность. Путем небольшой присадки магния и кремния (AlMgSi) можно получить сплав с более высоким удельным сопротивлением $\rho_{20} = 0,0303 \cdot 10^{-6}\text{ ом/м}$, но зато со значительно лучшими механическими свойствами. Предел текучести при горячей обработке этого металла равен 8 кг/мм^2 , а предел прочности при растяжении 15 кг/мм^2 .

При изготовлении литых короткозамкнутых обмоток алюминий несколько загрязняется вследствие растворения в нем железа, и его удельное сопротивление возрастает до $0,03\text{—}0,032 \cdot 10^{-6}\text{ ом}\cdot\text{м}$.

Таблица 29

Некоторые характеристики меди и алюминия в технически чистом виде (при 20° С)

Характеристика	Единица измерения	Медь Е — Сп	Алюминий А1 99,5
Плотность	кг/м³	8900	2710
Удельное электрическое сопротивление	ом·м	0,0173·10 ⁻⁶	0,0283·10 ⁻⁶
Температурный коэффициент сопротивления	1/° С	3,93·10 ⁻³	3,70·10 ⁻³
Коэффициент линейного расширения	1/° С	16,7·10 ⁻⁶	25·10 ⁻⁶
Удельная теплопроводность	вт/м·град	380	220
Удельная теплоемкость	вт·сек/кг·град	385	925
Предел прочности при растяжении (в отожженном состоянии)	кг/мм²	22	7
Предел прочности при растяжении (в наклепанном состоянии)	»	35	13
Предел текучести (в отожженном состоянии)	»	5	2
Предел текучести (в полунаклепанном состоянии)	»	14	5
Модуль упругости	»	11 250	6500

2. ОБЫЧНЫЕ ОБМОТКИ

Активное сопротивление обмотки может быть рассчитано по ее размерам с помощью уравнения

$$R = \frac{2\rho(l_a + l_s)\omega}{q} \quad (560)$$

Удельное сопротивление ρ при 20° С составляет для меди 0,0175·10⁻⁶ ом·м, а для алюминия 0,031·10⁻⁶ ом·м. Число витков на фазу равно

$$\omega = \frac{zN}{2mc}, \quad (561)$$

где N — число пазов; z — число проводников в пазу; c — число параллельных групп и m — число фаз; q в уравнении (560) обозначает сечение проводника, м²; l_a — длину якоря, включая вентиляционные каналы, м; l_s — длину лобовых соединений, м.

Величину l_s приходится оценивать приближенно, так как чертеж обмотки при расчетах обычно отсутствует. Каждая фирма имеет свою более или менее сложную формулу для расчета длины лобовых соединений. Однако нет смысла приводить здесь ту или иную сложную формулу, так как все они справедливы только для соответствующего конструктивного исполнения обмотки. Впрочем,

различие между отдельными формулами невелико, и поэтому их сложные выражения вовсе неоправданны.

В табл. 30 приведены размеры лобовых соединений в зависимости от полюсного деления. Следует учесть, что для крупных и быстроходных машин справедливы меньшие значения, а для малых, тихоходных и высоковольтных машин справедливы, напротив, большие значения.

Таблица 30
Длина лобовых соединений обмоток различного типа

Обмотка	Статор	Ротор
Двухъярусная	(2÷2,4) τ	(1,1÷1,5) τ
Трехъярусная	(1,8÷2,0) τ	(1,2÷1,5) τ
Двухслойная (неукороченная)	(1,6÷1,9) τ	(1,3÷1,6) τ
Однофазная	(1,0÷1,3) τ	—

Для приведения сопротивления ротора к статору существует коэффициент

$$[\rho] = \frac{m_1}{m_2} \left(\frac{w_1 \xi_1}{w_2 \xi_2} \right)^2 \approx \frac{m_1 w_1^2}{m_2 w_2^2} \quad (562)$$

В случае обмоток постоянного тока расчет сопротивления производится часто по полному числу проводников якоря z и длине одного проводника $l = l_a + l_s$. Сопротивление якорной обмотки при этом составляет:

$$R = \frac{\rho l z}{(2a)^2 q} \quad (563)$$

3. КОРОТКОЗАМКНУТЫЕ ОБМОТКИ

Короткозамкнутая обмотка состоит из уложенных в пазы стержней, которые по обеим лобовым сторонам ротора соединены между собой короткозамыкающими кольцами. Короткозамкнутую обмотку можно рассматривать как многофазную обмотку с числом фаз, разным числу пазов N_2 , и только с одним стержнем (полувитком). Короткозамкнутая обмотка образуется из кольцевой обмотки, внутренние стержни которой объединены в один стержень. Ввиду того, что сумма токов во внутреннем стержне равна нулю, он может вообще отсутствовать, а наружные проводники соединяются с помощью кольца.

Из соображений симметрии токи в отдельных стержнях равны между собой, но сдвинуты относительно друг друга по фазе на угол α . То же самое относится и к кольцевым токам между стержнями. Очевидно также и то, что ток стержня равен разности между двумя соседними токами в кольце (рис. 187). Отсюда следует, что

$$J_R = \frac{J_S}{2 \sin (\alpha/2)}, \quad (564)$$

где

$$\alpha = 2\pi p/N_2. \quad (565)$$

Сопротивление клетки складывается из двух частей, а именно: сопротивления стержней и сопротивления колец. Причислим сопротивление кольца между двумя соседними стержнями R_R к сопротивлению стержней, так как расчет с двумя токами, стержневым и кольцевым, очень неудобен. На основании уравнения мощности

$$J_S^2 R_S + J_R^2 \cdot 2R_R = J_S^2 R_2$$

и (564) получаем:

$$R_2 = R_S + \frac{R_R}{2 \sin^2(\pi p/N_2)} \approx R_S + \frac{N_2^2}{2\pi^2 p^2} R_R. \quad (566)$$

Если D_R — средний диаметр кольца, то $R_R = \rho \pi D_R / N_2 q_R$, а сопротивление ротора составляет

$$R_2 \approx \rho \left[\frac{l_S}{q_S} + \frac{N_2 D_R}{2\pi q_R p^2} \right] [\text{ом}], \quad (566a)$$

где l_S — длина стержня, м; q_S — сечение стержня, м^2 ; q_R — сечение кольца, м^2 .

Коэффициент пересчета при $m_2 = N_2$, $w_2 = 1/2$ и $\xi_2 = 1$ равен

$$[\rho] = \frac{4m_1}{N_2} \left(\frac{\omega_1 \xi_1}{\chi} \right)^2. \quad (567)$$

В явнополюсных машинах применяются неполные клетки, причем стержни располагаются только под полюсной дугой, а в междуполюсных окнах отсутствуют. Это отсутствие стержней в междуполюсных окнах вызывает искажение распределения тока в клетке [33]. Стержни вблизи междуполюсного окна, особенно наружные, нагружены большими токами, чем остальные стержни. Нарушение распределения тока обуславливает меньшие величины основной гармонической, что учитывается посредством волнового коэффициента ξ .

Положим в основу наших рассуждений полную клетку и примем, что вследствие наличия междуполюсных окон изменяется не число стержней, а обмоточный коэффициент. Число пазов этой фиктивной клетки в $1/\alpha$ раз больше, чем у действительной неполной клетки, если α является полюсным перекрытием. Сопротивление R_2 и реактивное сопротивление пазового рассеяния $X_{\sigma N}$ рассчитываются для этой фиктивной (полной) клетки и затем с помощью обмоточных коэффициентов приводятся к первичной стороне. Ввиду асимметрии клетку следует рассматривать в двух осях симметрии. Как правило, получаются различные значения для приведенных сопротивлений и реактивностей по обеим осям. Для системы прямой последовательности фаз, которая всегда больше системы обратной последовательности, эквивалентное



Рис. 187. Токи в стержнях (J_S) и токи в кольце (J_R) в короткозамкнутой обмотке.

сопротивление и соответственно эквивалентное реактивное сопротивление определяются по (108a).

Между волновым коэффициентом ξ и обмоточным коэффициентом $\xi^2 = \xi$. В то время как в случае полной клетки обмоточный коэффициент равен единице, для неполной клетки он меньше единицы и, кроме того, неодинаков для обеих осей симметрии.

Расчет волновых коэффициентов весьма сложен. Лишь в особых случаях, а именно, когда частота тока велика ($f > 5$ гц) или очень мала ($f < 2$ гц), для волновых коэффициентов можно вывести простые выражения [33].

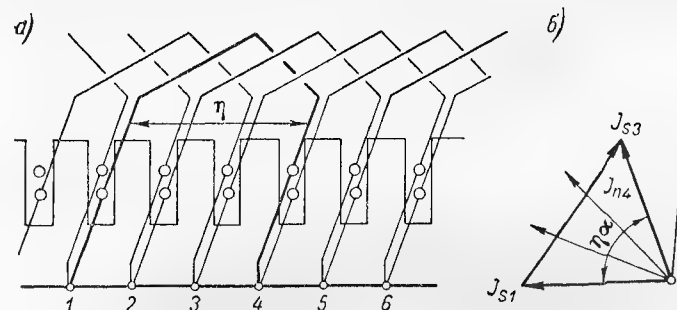


Рис. 188. Короткозамкнутая обмотка с двумя стержнями на фазу и паз (а); векторная диаграмма токов (б).

Величина волнового коэффициента зависит от частоты и полюсного перекрытия. Для синхронных машин с полюсным перекрытием $\alpha = 0,7$ волновые коэффициенты при повышенных частотах $\xi_d \approx 0,9$ и $\xi_q \approx 0,95$, а при низких частотах $\xi_d \approx 0,45$ и $\xi_q \approx 0,55$. Для малых реактивных генераторов переменного тока с $\alpha = 0,5$ соответственно получаем $\xi_d \approx 0,75$ и $\xi_q \approx 0,9$ или $\xi_d \approx 0,2$ и $\xi_q \approx 0,4$. Зависимость волновых коэффициентов, а вместе с тем сопротивлений и реактивностей от частоты имеет известное сходство с вытеснением тока. Эту зависимость следует учитывать при применении эквивалентных схем неполных клеток для процессов с сильно изменяющейся частотой.

Для особых целей, например для повышения сопротивления или для подавления какой-либо высшей гармонической, обмотка выполняется с двумя (или более) стержнями в фазе, как это показано на рис. 188.

Пазовый ток J_N не равен току в стержне J_S , а равняется геометрической разности двух сдвинутых на η пазов стержневых токов

$$J_N = 2J_S \sin(\eta\alpha/2). \quad (568)$$

Ток в кольце составляет:

$$J_R = \frac{J_N}{2 \sin(\alpha/2)} = \frac{J_S \sin(\eta\alpha/2)}{\sin(\alpha/2)}. \quad (569)$$

По уравнению мощности

$$J_S^2 R_S + J_R^2 R_R = J_S^2 R_2$$

получаем отнесенное к току в стержне J_S сопротивление ротора:

$$R_2 = R_S + R_R \frac{\sin^2(\eta\alpha/2)}{\sin^2(\alpha/2)}, \quad (570)$$

где R_S — сопротивление фазы между точками отводов, а R_R — сопротивление кольца между двумя смежными точками отводов.

При пересчете сопротивления к первичной стороне (к статору) для рассматриваемого примера необходимо учитывать следующее: $m_2 = N_2$, $\omega_2 = 1$ и $\xi_2 = \sin(\pi p \eta / N_2) = \sin(\eta\alpha/2)$.

4. ЯКОРНЫЕ ОБМОТКИ КОЛЛЕКТОРНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА

Активное сопротивление коллекторной обмотки с одинарным комплектом щеток в диаметральной позиции (см. рис. 42, а), а также в машинах постоянного тока и однофазных электродвигателях с последовательным возбуждением рассчитывается по числу проводников z , числу параллельных ветвей $2a = c$ и раз-
мерам проводников l_L и q_L с помощью уравнения

$$R_D = \frac{\rho l_L z}{(2a)^3 q_L}. \quad (571)$$

Это так называемое сопротивление якоря постоянного тока с диаметральной шагом служит также исходным пунктом для расчета сопротивления якоря коллекторных машин переменного и трехфазного тока. Это сопротивление не зависит от укорочения шага обмотки. Кроме того, оно не зависит от числа комплектов щеток, если при петлевой обмотке все пластины коллектора присоединены к уравнительным соединениям. Если этого требуют габаритные условия, можно применять уменьшенное число щеточных комплектов ($p' < p$), не повышая тем самым сопротивления якоря.

Если машина снабжается двойным комплектом щеток (см. рис. 77, в) для изменения числа активных проводников якоря, то зона 2α по окружности якоря будет обесточена. Сопротивление обмотки при этом составляет:

$$R_L = R_D (1 - 2\alpha/\pi). \quad (572)$$

Это сопротивление справедливо для полного тока, т. е. для суммы щеточных токов.

В случае коллекторных машин трехфазного тока различают трехщеточную и шестищеточную схемы (см. рис. 42, б и в).

При трехщеточной схеме обмотка ротора включена треугольником и сопротивление между щетками (фазовое сопротивление)

равно $1/3 R_D$. Под эквивалентной обмоткой понимают обмотку, включенную звездой, которая питается щеточным током. Поэтому ее сопротивление будет равно $1/3$ фазового сопротивления обмотки, включенной треугольником, т. е.

$$R_L = R_D \cdot 1/9. \quad (573)$$

При шестищеточной схеме в диаметральной позиции эффективная величина тока в одном проводнике диаметральной обмотки вдвое больше, чем при однофазном питании таким же щеточным током.

Полное тепловыделение обмотки в четыре раза больше, чем при однофазном питании. На каждую фазу эквивалентной обмотки приходится $1/3$ этого тепла, и сопротивление будет:

$$R_L = R_D \cdot 1/3. \quad (574)$$

Уравнения (573) и (574) могут быть выведены также и иным способом. Число витков эквивалентной обмотки при трехщеточной схеме составляет $w = z/12c$, длина витка $l_w = 2l_L$ и сечение витка $q = 2cq_L$. Кроме того, сопротивление увеличивается вследствие угла сдвига фаз (60°) между токами верхнего и нижнего слоев на $(2\sqrt{3})^2 = 1/3$. С учетом всех этих величин сопротивление эквивалентной обмотки составляет:

$$R_L = \frac{\rho w l_w}{q} \cdot \frac{4}{3} = \frac{\rho z \cdot 2l_L \cdot 4}{12c \cdot 2cq_L \cdot 3} = R_D \cdot \frac{4}{9}. \quad (573a)$$

Аналогичным образом для шестищеточной схемы будет $w = z/6c$, $l_w = 2l_L$ и $q = cq_L$. Токи слоев здесь по фазе не сдвинуты и сопротивление эквивалентной обмотки составляет:

$$R_L = \frac{\rho z \cdot 2l_L}{6c \cdot cq_L} = R_D \cdot \frac{4}{3}. \quad (574a)$$

В случае хордовых щеток сопротивление остается в диапазоне α от 0 до 30° неизменным и равным сопротивлению по (574). Лишь при угле сдвига $\alpha > 30^\circ$ (рис. 80) сопротивление уменьшается и будет равняться

$$R_L = \frac{90^\circ - \alpha^\circ}{60^\circ} \cdot \frac{4}{3} R_D = (2 - 2\alpha/\pi) R_D. \quad (575)$$

Уравнение (575) может быть рассчитано также и из выражения для потерь в обмотке. Распределение тока в коллекторной обмотке с многофазным питанием рассмотрено Рихтером [25]. Уравнения (573) и (574) дают активное сопротивление коллекторного электродвигателя трехфазного тока с питанием со стороны статора, а уравнения (574) и (575) — активное сопротивление того же электродвигателя с питанием со стороны ротора.

5. ОБМОТКА ОДНОЯКОРНОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ

Сопротивление якорной обмотки необходимо знать для расчета потерь и падения напряжения. Ввиду взаимного наложения постоянного и переменного токов сопротивления, которые должны быть известны для указанных целей, в одноякорном преобразователе различны. Сперва рассчитаем величину якорного сопротивления, оказывающего решающее влияние на потери. Для этого сначала определим отношение э. д. с. постоянного и переменного токов на холостом ходу. Если предположить, что поле под полюсами имеет синусоидальное распределение, то это отношение при m' точек подвода будет составлять:

$$\ddot{u}_E = E_G/E_W = \sqrt{2}/\sin(\pi/m'). \quad (576)$$

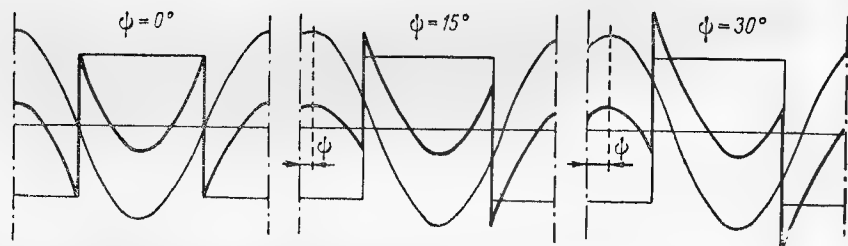


Рис. 189. Постоянный, переменный и результирующий токи в проводнике якоря в зависимости от ωt при $\psi = 0, 15$ и 30° для шестифазного преобразователя ($\alpha = 0$).

Число точек подвода m' в большинстве случаев равно числу фаз m (см. гл. 3, § 2, а), но для однофазного тока $m' = 2$, а для двухфазного $m' = 4$.

Таким же образом определяется отношение постоянного тока к переменному из равенства подводимой и отводимой мощностей. Это отношение для внутренних токов (в проводнике) равно

$$\ddot{u}_i = J_{Gi}/J_{Wi} = \frac{m'}{\sqrt{2}} \sin \frac{\pi}{m'} \cos \psi, \quad (577)$$

а для наружных токов (в контактных кольцах)

$$\ddot{u}_J = J_G/J_W = \frac{m \cos \psi}{2\sqrt{2}}, \quad (578)$$

где ψ — фазовый угол между внутренней э. д. с. и напряжением на стороне переменного тока. Не совершая большой ошибки, можно принять $\psi = \varphi$, где φ — фазовый угол между переменным напряжением и переменным током.

Значения $\ddot{u}_E$, $\ddot{u}_i$ и $\ddot{u}_J$ при различных числах фаз m' приведены в табл. 31.

В каждом проводнике якоря взаимно налагаются синусоидальный переменный ток и постоянный ток, причем последний дей-

ствует в проводнике в виде переменного тока прямоугольной формы (рис. 189). Взаимное положение обоих токов по фазе зависит от положения катушки в ветви переменного тока α и от фазы последнего ψ . Если катушка расположена в середине ветви ($\alpha = 0$) и если переменный ток совпадает по фазе с э. д. с. ($\psi = 0$), то оси симметрии обеих кривых совпадают, как это показано слева на рис. 189, а. Когда ψ не равен нулю, могут быть получены другие суммарные, изображенные на рис. 189 кривые тока.

Изменение тока в проводнике якоря в диапазоне ωt от 0 до π дается выражением

$$i = J_{Gi} - \sqrt{2} J_{Wi} \sin(\omega t - \psi - \alpha). \quad (579a)$$

С учетом (578) получается:

$$i = J_{Gi} \left[1 - \frac{4 \sin(\omega t - \psi - \alpha)}{m' \sin \pi/m' \cos \psi} \right]. \quad (579b)$$

Рассчитаем активные потери в проводнике за полупериод π и отнесем их к потерям, которые вызываются только постоянным током. Обозначив это отношение через v , получим согласно [25]:

$$v = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi (i/J_{Gi})^2 d\omega t = 1 + \frac{8}{m'^3 \sin^2(\pi/m') \cos^2 \psi} - \frac{16 \cos(\psi + \alpha)}{\pi m' \sin(\pi/m') \cos \psi}. \quad (580)$$

В (580) фигурирует угол α , следовательно, потери в отдельных катушках различны по

Таблица 31
Отношения э. д. с., токов и потерь в одноякорном преобразователе

m'	ψ	$\ddot{u}_E$			$\ddot{u}_i$			$\ddot{u}_J$		
		0°	15°	30°	0°	15°	30°	0°	15°	30°
2		3,00	1,38		1,21	0,56		5,14	2,05	
		3,83	1,52		1,21	0,56		5,14	2,05	
		4,41	1,63		1,21	0,56		5,14	2,05	
3		2,58	0,96		1,75	0,65		2,58	0,96	
		2,58	0,96		1,75	0,65		2,58	0,96	
		2,58	0,96		1,75	0,65		2,58	0,96	
6		0,42	0,27		0,71	0,33		0,42	0,27	
		0,42	0,27		0,71	0,33		0,42	0,27	
		0,42	0,27		0,71	0,33		0,42	0,27	
12		0,25	0,21		0,42	0,27		0,25	0,21	
		0,25	0,21		0,42	0,27		0,25	0,21	
		0,25	0,21		0,42	0,27		0,25	0,21	
8		0,19	0,19		0,42	0,27		0,19	0,19	
		0,19	0,19		0,42	0,27		0,19	0,19	
		0,19	0,19		0,42	0,27		0,19	0,19	

величине. Распределение потерь по отдельным катушкам ветви показано на рис. 190 для $m = m' = 3$ и различных значений угла ψ . Наибольшие потери $v_{\max}$ возникают в крайних катушках, т. е. в точках отводов ($\alpha = \pm\pi/m'$). Средние потери в обмотке, отнесенные к потерям постоянного тока, составляют:

$$v_m = \frac{m}{2\pi} \int_{-\pi/m'}^{+\pi/m'} v dx = \left[1 + \frac{8}{m'^2 \sin^2(\pi/m') \cos \psi} - \frac{16}{\pi^2} \right]. \quad (581)$$

Значения для наибольших и средних относительных потерь приведены для различных значений m' и ψ в табл. 31. Отношение $v_{\max}$ оказывает решающее влияние главным образом на максимальный нагрев обмотки, а отношение v_m — на к. п. д. машины. Как видно из табл. 31, с увеличением числа фаз m потери сильно убывают.

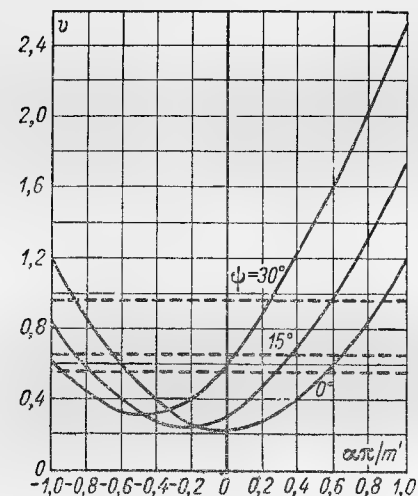


Рис. 190. Отношение активных потерь к потерям на постоянном токе v (---) и среднее отношение v_m (—) при различных ψ ($m = m' = 3$) в зависимости от положения катушки в фазе.

Если желательно установить падение напряжения одноякорного преобразователя при нагрузке, то следует учесть, что это падение возникает очень сложным образом и что на него оказывают решающее влияние сразу несколько параметров [25]. Ввиду того, что машины этого типа большого распространения не получили, точное исследование излагать не будем; приведем только его результаты в простом, но достаточно точном для практических целей виде. Если одноякорный преобразователь питается переменным напряжением U_w , то в первую очередь происходит падение напряжения на стороне переменного тока. Внутренняя э. д. с. машины становится равной

$$\dot{E}_w = \dot{U}_w - \dot{J}_w (R_v + jX_\sigma), \quad (582)$$

где R_v — добавочное сопротивление цепи, состоящее из сопротивления предвключенной аппаратуры и переходного сопротивления щеток; X_σ — реактивное сопротивление предвключенной аппаратуры и реактивное сопротивление рассеяния обмотки якоря.

Затем э. д. с. переменного тока пересчитывается с помощью коэффициента $\dot{u}_E$ (576) в э. д. с. постоянного тока. На стороне по-

стоянного тока возникает падение напряжения под щетками и в обмотке якоря ($J_G R_G \sqrt{v_m}$); там же возникают добавочные потери, вызываемые реактивным сопротивлением рассеяния. Последние составляют для всех преобразователей приблизительно $1/4 m' X_\sigma J_G \tan \psi$.

Между сопротивлением якоря, которое измеряется на стороне постоянного тока, R_G и сопротивлением, измеряемым между контактными кольцами, R_w существует простая зависимость:

$$R_w = 4R_G/m'. \quad (583)$$

Если же одноякорный преобразователь применяется для преобразования переменного тока в переменный ток другой частоты, то распределение тока в проводниках будет непостоянным. При этом во всех катушках возникают одинаковые потери, которые могут быть рассчитаны по сумме потерь обоих токов; следовательно,

$$v_m = v_{\max} \approx 2.$$

6. ПОВЫШЕНИЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ ВСЛЕДСТВИЕ РЕЗКОГО ИЗМЕНЕНИЯ ПОПЕРЕЧНОГО СЕЧЕНИЯ

При резком изменении поперечного сечения распределение тока становится неравномерным, следствием чего является повышение сопротивления. Если, например, на прямоугольном проводнике с высотой h делается надрез, так что в этом месте высота провод-

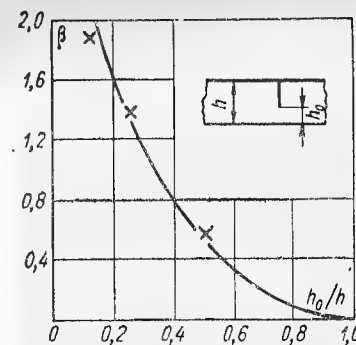


Рис. 191. Фиктивное увеличение длины стержня в результате надреза на нем в зависимости от отношения h_0/h (для постоянного тока).

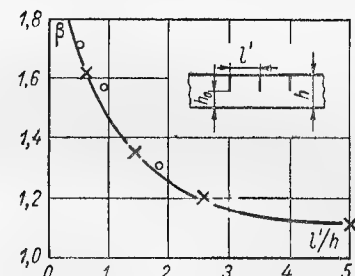


Рис. 192. Фиктивное увеличение длины стержня в результате нескольких надрезов на нем при $h_0/h = 0,5$ (для постоянного тока).

ника будет составлять только h_0 , то сопротивление повысится на определенную величину. Выразим эту величину в виде условного увеличения длины проводника:

$$\Delta l = \beta h. \quad (584)$$

Коэффициент β зависит от глубины надреза, т. е. от отношения h_0/h . Его можно рассчитать, однако мы определяли его

экспериментальным путем с помощью модели (рис. 191). Посредством (584) можно рассчитывать повышение сопротивления при появлении трещин в стержнях.

Если проводник состоит из двух последовательно соединенных стержней высотой h_1 и h_2 , то в месте соединения происходит повышение сопротивления и результирующее сопротивление становится несколько больше суммы отдельных сопротивлений. При равной ширине стержней повышение сопротивления можно рассчитать с помощью кривой, приведенной на рис. 191. Длину более высокого стержня h_2 следует увеличить на $0,5\beta h_2$. В большинстве встречающихся на практике случаев повышение сопротивления незначительно, и им можно пренебречь. Однако следует учитывать, что обусловливаемые дополнительным сопротивлением потери возникают в очень ограниченном пространстве. Вследствие этого при малых отношениях h_0/h может происходить значительный местный перегрев.

Если для особых целей, например для охлаждения или вытеснения тока, на стержне делаются надрезы, то его сопротивление постоянному току повышается. На рис. 192 показано такое повышение сопротивления для случая $h_0/h = 0,5$ в зависимости от расстояния l' между двумя соседними надрезами. Крестиками показаны данные измерений, полученные на модели, а кружочками отмечены значения, измеренные на конкретном медном стержне.

ГЛАВА ДЕСЯТАЯ

РАСЧЕТ ДОБАВОЧНЫХ ПОТЕРЬ В ПРОВОДНИКАХ ОБМОТКИ

1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Поверхностный эффект вызывает неравномерное распределение переменного тока по высоте проводника обмотки в пазу машины. Такое распределение приводит к увеличению потерь в обмотках, повышению их перегрева и снижению к. п. д. машины, что нежелательно. Но в некоторых случаях, например при пуске асинхронного двигателя, кратковременное увеличение потерь в обмотке ротора следует считать целесообразным, так как одновременно с увеличением потерь в обмотке возрастает пусковой момент машины.

Исследованию поверхностного эффекта посвящены многие работы. Для расчета добавочных потерь в прямоугольном стержне, уложенном в паз с параллельными стенками, были получены весьма простые формулы. Двойная беличья клетка также может

быть рассчитана с помощью достаточно простых соотношений. Однако расчет потерь в стержнях с иными формами поперечного сечения может быть сделан лишь при использовании очень громоздкого математического аппарата. Для роторных или статорных пазов произвольной формы потери в обмотке на переменном токе могут быть приближенно рассчитаны графически.

При изучении явления поверхностного эффекта, как правило, определяют коэффициенты увеличения сопротивления и снижения индуктивности. Эти коэффициенты необходимы для проектирования машины. Обозначим через R_G сопротивление обмотки постоянному току, R_W — активное сопротивление, учитывающее добавочные потери, которые возникают при протекании по той же обмотке переменного тока. Тогда коэффициент увеличения сопротивления обмотки (коэффициент Фильда) определяется следующим выражением:

$$K_W = R_W/R_G. \quad (585)$$

Аналогично записывается выражение для коэффициента уменьшения индуктивности:

$$K_B = L_W/L_G = \lambda_W/\lambda_G, \quad (586)$$

где L — индуктивность всего стержня; λ — проводимость пазового потока рассеяния.

2. ПОТЕРИ В ПРЯМОУГОЛЬНОМ СТЕРЖНЕ, УЛОЖЕННОМ В ПАЗ С ПАРАЛЛЕЛЬНЫМИ СТЕНКАМИ

Этот случай поверхностного эффекта является наиболее простым и вместе с тем наиболее возможным в практике. Он достаточно глубоко изучен многими авторами [138, 139]; мы ограничимся в основном изложением тех результатов, которые были ими получены.

Вычислим потери в сплошном прямоугольном стержне шириной b и высотой h , уложенном в паз шириной b_N . Для этого случая могут быть записаны следующие дифференциальные уравнения:

$$bS = b_N \frac{\partial H}{\partial x} \quad \text{и} \quad \rho \frac{\partial S}{\partial x} = \mu_0 \frac{\partial H}{\partial t}, \quad (587a, б)$$

где S и H — соответственно плотность тока и напряженность поля в сечении проводника x , считая от дна паза. Эти два уравнения могут быть объединены в одно дифференциальное уравнение второго порядка:

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} = \frac{\mu_0 b}{\rho b_N} \cdot \frac{\partial H}{\partial t}. \quad (587в)$$

Оно решается достаточно просто, если все величины изменяются во времени синусоидально. Тогда производная $\partial H/\partial t = j\omega H$, где $\omega = 2\pi f$ — круговая частота. При этом условии уравнение

(587в) приводится к линейному дифференциальному уравнению второго порядка с постоянным коэффициентом:

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} = kH, \quad (588)$$

где

$$k = \sqrt{\frac{j\omega\mu_0 b}{\rho b_N}}. \quad (589)$$

Решение уравнения (588) выражается гиперболическими функциями; постоянные интегрирования определяются из граничных условий: при $x = 0$ напряженность $H = 0$, при $x = h$ напряженность $H = \sqrt{2}J/b_N$, где J — действующее значение тока в проводнике. Тогда амплитуды напряженности поля и плотности тока определяются выражениями:

$$H = \frac{\sqrt{2}J \sinh kx}{b_N \sinh kh}; \quad (590)$$

$$S = \frac{\sqrt{2}kJ \cosh kx}{b \sinh kh}. \quad (591)$$

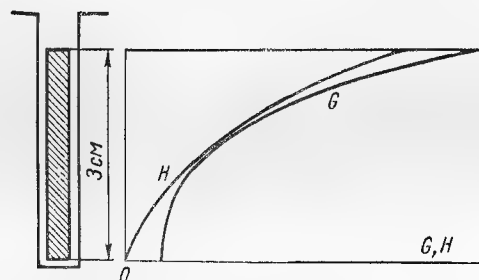


Рис. 193. Распределение плотности тока (G) и напряженности поля (H) по высоте стержня ротора.

Обычно избегают пользоваться комплексным аргументом kh в уравнениях (590) и (591) и вводят новую вспомогательную величину α :

$$k = (1 + j)\alpha, \quad (592)$$

где

$$\alpha = \sqrt{\frac{\omega\mu_0 b}{2\rho b_N}} [\text{м}^{-1}]. \quad (592a)$$

Для меди ($\rho \approx 0,02 \cdot 10^{-6} \text{ ом} \cdot \text{м}$) при частоте $f = 50 \text{ гц}$ и $b/b_N \approx 1$ величина $\alpha \approx 100 \text{ м}^{-1}$.

Если ввести достаточно простое соотношение между круговыми и гиперболическими функциями, то выражение для амплитуды напряженности поля H в сечении x по высоте стержня примет следующий вид:

$$H = \frac{\sqrt{2}J}{b_N} \sqrt{\frac{\cosh 2\alpha x - \cos 2\alpha x}{\cosh 2\alpha h - \cos 2\alpha h}}. \quad (590a)$$

Аналогично для действующего значения плотности тока в том же сечении:

$$S = \sqrt{2}\alpha h S_G \sqrt{\frac{\cosh 2\alpha x - \cos 2\alpha x}{\cosh 2\alpha h - \cos 2\alpha h}}, \quad (591a)$$

где $S_G = J/bh$ — действующее значение плотности тока при равномерном распределении тока по сечению (т. е. при протекании по проводнику постоянного тока J).

На рис. 193 представлено распределение плотности тока при частоте 50 гц для стержня высотой $h = 0,03 \text{ м}$.

Коэффициенты увеличения сопротивления K_W и уменьшения индуктивности K_B определяются исходя из выражений для электрических потерь в проводнике и магнитной энергии пазового пространства. Опустим промежуточные выкладки и приведем

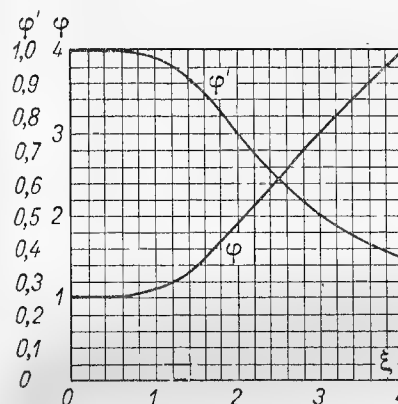


Рис. 194. Кривые $\varphi(\xi)$ и $\varphi'(\xi)$.

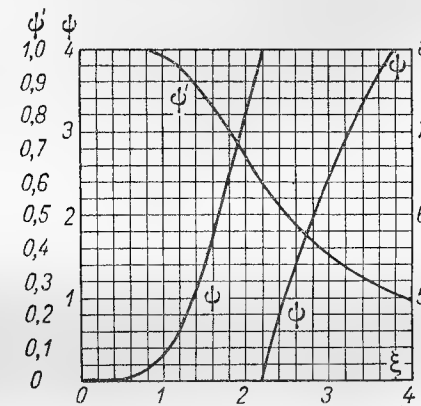


Рис. 195. Кривые $\psi(\xi)$ и $\psi'(\xi)$.

для коэффициентов K_W и K_B лишь окончательные расчетные выражения:

$$K_W = \xi \frac{\sinh 2\xi + \sin 2\xi}{\cosh 2\xi - \cos 2\xi} = \varphi(\xi); \quad (593a)$$

$$K_B = \frac{3}{2\xi} \cdot \frac{\sinh 2\xi - \sin 2\xi}{\cosh 2\xi - \cos 2\xi} = \varphi'(\xi), \quad (593b)$$

где

$$\xi = \alpha h \quad (594)$$

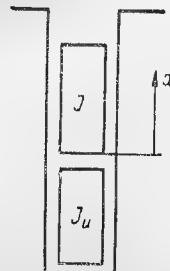
— так называемая приведенная высота проводника α ; она является безразмерной величиной. Для медных проводников при частоте $f = 50 \text{ гц}$ эта высота примерно равна высоте проводника h , выраженной в сантиметрах. Функции $\varphi(\xi)$ и $\varphi'(\xi)$ приведены на рис. 194. Для $\xi > 2$ функции $\varphi(\xi) \approx \xi$ и $\varphi'(\xi) \approx \approx 3/2\xi$; для $\xi < 1$ соответственно

$$\varphi(\xi) \approx 1 + \frac{4}{45} \xi^4 \text{ и } \varphi'(\xi) \approx 1 - \frac{8}{315} \xi^4. \quad (595a, б)$$

Если же в пазу расположено несколько проводников (рис. 196), то поверхностный эффект в рассматриваемом проводнике зависит не только от размеров этого проводника, но и от общего тока J_u

всех проводников, лежащих под ним, считая от дна паза. Следует отметить, что токи в проводниках, лежащих выше рассматриваемого, на добавочные потери в нем не влияют.

Обозначим ток рассматриваемого проводника через J , угол сдвига между токами J и J_u через γ ; тогда коэффициент увеличения сопротивления



$$K_W = \varphi(\xi) + \left[\left(\frac{J_u}{J} \right)^2 + \frac{J_u}{J} \cos \gamma \right] \psi(\xi); \quad (596a)$$

соответственно коэффициент уменьшения индуктивности

$$K_B = \frac{\varphi'(\xi) + 3 \left[\left(\frac{J_u}{J} \right)^2 + \frac{J_u}{J} \cos \gamma \right] \psi'(\xi)}{1 + 3 \left[\left(\frac{J_u}{J} \right)^2 + \frac{J_u}{J} \cos \gamma \right]}.$$

Рис. 196. Обозначения к уравнениям 596а, б.

Функции

$$\psi(\xi) = 2\xi \frac{\sinh \xi - \sin \xi}{\cosh \xi + \cos \xi} \text{ и } \psi'(\xi) = \frac{1}{\xi} \cdot \frac{\sinh \xi + \sin \xi}{\cosh \xi + \cos \xi} \quad (597a, б)$$

приведены на рис. 195. Для $\xi > 1$ приближенно можно принять:

$$\psi(\xi) \approx 2\xi \text{ и } \psi'(\xi) \approx 1/\xi; \quad (598a, б)$$

для $\xi < 1$

$$\psi(\xi) \approx \xi^4/3 \text{ и } \psi'(\xi) \approx 1 - \xi^4/30. \quad (599a, б)$$

3. ОБМОТКА СТАТОРА

В большинстве случаев обмотка статора состоит из нескольких проводников, уложенных в паз (рис. 197). Каждому горизонтальному ряду на рис. 197 соответствуют различные значения коэффициентов K_W и K_B . Если по всем проводникам протекает одинаковый ток, что имеет место при их последовательном соединении (или при последовательном соединении всех горизонтальных рядов), то получим следующее выражение для коэффициентов:

$$k_W = \varphi(\xi) + (p^2 - p) \psi(\xi); \quad (600a)$$

$$k_B = \frac{\varphi'(\xi) + 3(p^2 - p) \psi'(\xi)}{1 + 3(p^2 - p)}; \quad (600б)$$

здесь p — номер любого горизонтального ряда, считая от дна паза; $\xi = \alpha h$, где h — высота проводника;

$$\alpha = 2\pi \sqrt{\frac{\omega \mu_0 n b}{2 \rho b_N}}. \quad (601)$$

Для расчета добавочных потерь во всех проводниках пазовой части обмотки используется средний коэффициент

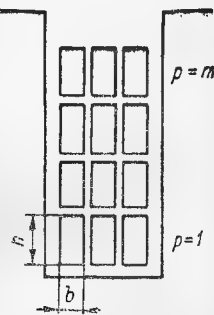


Рис. 197. Обозначения к уравнениям (601) и (602).

увеличения сопротивления; он равен усредненному значению из коэффициентов для всех горизонтальных рядов. Выражение для среднего коэффициента имеет следующий вид:

$$K_W = \varphi(\xi) + \frac{m^2 - 1}{3} \psi(\xi), \quad (602)$$

где m — число горизонтальных рядов.

Для эквивалентного коэффициента уменьшения индуктивности всего паза нельзя пользоваться средним значением из коэффициентов для всех горизонтальных рядов, так как каждый ряд сцеплен с различным потоком рассеяния. Выражение для индуктивного сопротивления каждого горизонтального ряда можно записать так:

$$\lambda_p = b_N \int H_p^2 dx = b_N \int_{h(p-1)}^{h_p} \frac{x^2 dx}{b_N^2 m^2 h^2} = \frac{h}{m^2 b_N} \left(p^2 - p + \frac{1}{3} \right). \quad (603)$$

Учтем влияние поверхностного эффекта. Для этого умножим проводимость λ_p для p -го ряда на коэффициент $K_B(p)$ для этого же ряда и вычислим сумму $\sum \lambda_p K_B(p)$; разделив эту сумму на $\sum \lambda_p = \lambda_G = mh/3b_N$, получим следующее выражение для результирующего коэффициента уменьшения индуктивности всего паза:

$$K_B = \frac{\varphi'(\xi) + (m^2 - 1) \psi'(\xi)}{m^2}. \quad (604)$$

В частном случае, для обмотки, состоящей из двух проводников ($m = 2$), получаем:

$$K_W = \varphi(\xi) + \psi(\xi) \text{ и } K_B = \frac{1}{4} \varphi'(\xi) + \frac{3}{4} \psi'(\xi). \quad (605a, б)$$

В практике стремятся так спроектировать обмотку, чтобы добавочные потери в ней были возможно меньше. Для этого высоту проводника обычно не выбирают больше одного сантиметра. При $\xi < 1$ можно использовать приближенные выражения (595а, б) и (599а, б); в соответствии с этим расчетные уравнения принимают следующий вид:

$$K_W \approx 1 + \frac{m^2 - 0,2}{9} \xi^4 \text{ и } K_B \approx 1 - \frac{\xi^4}{30}. \quad (606a, б)$$

Надо отметить, что коэффициент увеличения сопротивления K_W зависит от числа горизонтальных рядов; в то же время коэффициент уменьшения индуктивности K_B от этой величины не зависит.

Если мы хотим уменьшить потери в обмотке путем увеличения высоты проводников, то необходимо учитывать, что имеется вполне определенная высота проводника, при которой сопротивление переменному току минимально. Эта высота называется

критической. Если для проводников выбрать высоту больше критической, то потери в обмотке будут больше, хотя сечение их и возрастет. Сопротивление постоянному току обратно пропорционально высоте проводника, т. е. $R_G \sim \frac{1}{\xi}$; но сопротивление переменному току $R_W \sim \frac{1}{\xi} + \frac{m^2 - 0,2}{9} \xi^3$. Минимум потерь имеет место при

$$\xi_0 = \sqrt{\frac{3}{m^2 - 0,2}} \approx \frac{1,32}{\sqrt{m}}; \quad (607a)$$

ему соответствует коэффициент

$$K_{W0} \approx 1,33. \quad (607b)$$

Следовательно добавочные потери в правильно спроектированной обмотке не должны быть больше 33% основных. Критическую высоту проводника в каждом конкретном случае можно определить из выражения (607a). Но при $m = 1$ приведенная критическая высота $\xi_0 = 1,5$, а не 1,32, так как уравнение (606a) приближенное и в этом случае не может быть использовано. При расчете критической высоты для $m = 1$ следует использовать основное уравнение (602).

Значения критической высоты проводника для меди ($\rho \approx 0,02$) при отношении $nb/b_N \approx 0,8$ приведены в табл. 32.

Таблица 32

Критическая высота проводников (см)

$m = 1$	2	3	4	5
$h = 1,7$	1,05	0,85	0,74	0,66

Практически лишь часть обмотки расположена в пазах, остальная часть ее расположена вне активной стали, где поверхностный эффект очень мал и им можно пренебречь. Это относится в первую очередь к лобовой части, а также к части обмотки, лежащей в вентиляционных каналах между пакетами. Обозначим через λ отношение длины l_S обмотки, лежащей вне активной стали, к длине активной стали l :

$$\lambda = l_S/l \quad (608)$$

и примем, что сечение проводников в пазовой и лобовой частях обмотки одинаково; тогда выражение для коэффициента увеличения сопротивления всей обмотки можно записать так:

$$K_W = 1 + \frac{m^2 - 0,2}{9(1 + \lambda)} \xi^4. \quad (609)$$

Исходя из него вычисляем критическую высоту

$$h_0 = \frac{\xi}{\alpha} = \frac{1}{\alpha} \sqrt{\frac{3(1 + \lambda)}{m^2 - 0,2}}. \quad (610)$$

Коэффициент, соответствующий минимуму потерь в обмотке, и в этом случае получаем таким же: $K_{W0} = 1,33$. Отношение λ обычно составляет от 0,5 до 1; критическая высота проводника здесь примерно на 11—19% больше, чем указано в табл. 32.

Для проводников круглого сечения коэффициент K_W меньше, чем для проводников прямоугольной формы. Обозначим диаметр проводника круглого сечения через d . Если при вычислении α принять $h = b = d$, то при разных омических сопротивлениях добавочные потери в проводнике круглого сечения составят примерно $12\pi^2/2^8 = 0,46$ от добавочных потерь в прямоугольном проводнике, что объясняется худшим использованием площади, занимаемой обмоткой. С учетом этого получаем следующую формулу для расчета потерь в проводнике круглого сечения:

$$K_W = 1 + \frac{m^2 - 0,2}{19,4} \xi^4. \quad (611)$$

Критический диаметр в $1/\sqrt[4]{0,46} = 1,21$ раза больше, чем критическая высота, вычисленная из уравнения (607a).

Расчеты показывают, что при последовательном соединении всех проводников обмотки высота проводника превосходит критическое значение, так что добавочные потери могут быть снижены за счет увеличения числа параллельных ветвей. Обозначим число горизонтальных рядов в пазу через m , высоту проводника h ; пусть все проводники соединены последовательно; если теперь спроектировать ту же машину с s параллельными ветвями, то число горизонтальных рядов в пазу станет cm , а высота проводника h/c . Тогда при равном сечении всех проводников в пазах получаем коэффициент

$$K_W \approx 1 + \frac{(cm)^2}{9} \left(\frac{\xi}{c}\right)^4 = 1 + \frac{\text{const}}{c^2}. \quad (612)$$

Следовательно, добавочные потери уменьшаются обратно пропорционально квадрату числа параллельных ветвей. Увеличение числа параллельных ветвей ограничивается возможностью практического изготовления проводника, так как при увеличении числа параллельных ветвей высота проводника в пазу уменьшается. Подразделение проводников по ширине, т. е. увеличение числа n , не приводит к снижению добавочных потерь. Следует отметить, что уравнения (606a) и (612) можно использовать лишь при $\xi < 1$, что практически имеет место при $m \geq 4$.

При снижении добавочных потерь за счет увеличения числа параллельных ветвей s схема должна быть составлена так, чтобы проводники, относящиеся к различным параллельным ветвям, лежали в разных пазах.

Для машин большой мощности или для быстроходных машин нельзя значительно снизить добавочные потери путем увеличения числа параллельных ветвей обмотки c . Число проводников в пазу в этих машинах так мало, что при максимально возможном числе параллельных ветвей высота проводника все-таки превосходит критическую. В этих случаях следует применять транспозицию. Она может быть выполнена различными способами, причем эффективность каждого из них неодинакова. Подробное исследование различных способов транспозиции, представляющих для практики наибольший интерес, было выполнено Рихтером [139].

Представим себе проводник, состоящий из бесконечно большого числа элементарных проводников, изолированных друг от друга. По концам каждой ветви обмотки они электрически соединены друг с другом; каждая такая ветвь может содержать достаточно большое число проводников по высоте.

Высота элементарного проводника должна быть по возможности меньше, чтобы в каждом проводнике не получить больших добавочных потерь. Эти потери в элементарном проводнике вызваны так называемыми местными вихревыми токами, которые не замыкаются по лобовой части. Они циркулируют только в той части элементарного проводника, которая расположена в активной стали. Местные вихревые токи индуктируются в каждом проводнике током всех остальных проводников, расположенных ниже рассматриваемого, считая от дна паза.

Добавочные потери от местных вихревых токов назовем добавочными потерями второго рода. Они могут быть вычислены только для последнего (верхнего проводника), причем весьма точно. Для расчета можно воспользоваться выражением (600а), если принять, что p — общее число элементарных проводников в пазу. Если, например, $p = 10$, $h = 0,2$ см ($\alpha = 1$), то $\xi = 0,2$ и $K_w = 1 + 10 \cdot 9 \cdot 0,2^{4/3} = 1,05$. Для определения среднего коэффициента K_w выражение (602) справедливо лишь при условии, что токи в элементарных проводниках по величине существенно не отличаются друг от друга.

Рассмотрим сначала однослойную обмотку. Если в пазу расположен один проводник высотой h , то в этом случае коэффициент увеличения сопротивления может быть вычислен из выражения

$$K_w = \frac{\Phi(\xi) + \lambda}{1 + \lambda}, \quad (613)$$

где λ определяется из уравнения (608), α — из уравнения (592).

Если разделим проводники по высоте на бесконечно большое число элементарных проводников (практически — достаточно большое), изолируем их друг от друга и соединим по концам пазовой части (на выходе из активной стали), то коэффициент K_w тоже можно определить из уравнения (613). Однако обычно в машине элементарные проводники соединены друг с другом не непосред-

ственно на выходе из паза, а в середине катушки (в лобовой части). Тогда увеличение активного сопротивления за счет лобовой части эквивалентно увеличению удельного сопротивления обмотки ρ в $(1 + \lambda)$ раз. Учет влияния толщины изоляции элементарных проводников на потери. Если толщина изоляции элементарного проводника i , а высота проводника h , то приведенная высота с учетом изоляции

$$\xi' = \xi \sqrt{\frac{h-i}{h(1+\lambda)}}; \quad (614)$$

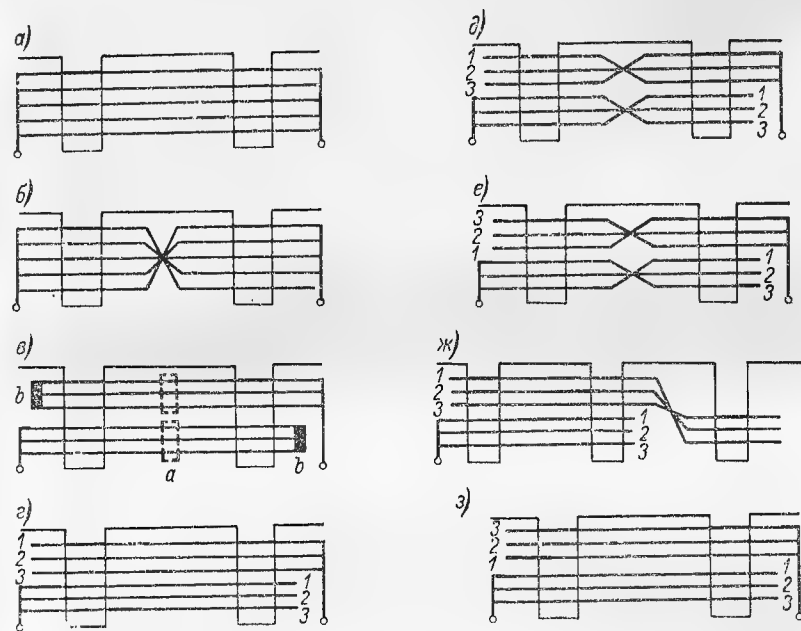


Рис. 198. Различные типы транспозиции однослойной обмотки.

тогда коэффициент увеличения сопротивления

$$K_w' = \Phi(\xi'). \quad (615)$$

При выполнении транспозиции отдельных элементарных проводников в лобовой части (рис. 198, б) имеем:

$$K_w' = \Phi(\xi'/2). \quad (616)$$

Перейдем к расчету потерь в однослойной обмотке, состоящей из m горизонтальных рядов, как показано для случая $m = 2$ на рис. 198, в; элементарные проводники электрически соединены по концам каждого витка или каждого проводника, т. е. в середине лобовой части (точки a и b); потери здесь вычисляются так же, как и для двух проводников в пазу высотой h каждый.

Следовательно, расчет потерь в такой обмотке приводится к обычной задаче, и коэффициент

$$K'_w = \varphi(\xi') + \frac{m^2 - 1}{3} \psi(\xi'); \quad (617)$$

здесь ξ' — приведенная высота, определяемая из уравнения (614). Вместе с тем, для двух массивных проводников в пазу имеем:

$$K_w = \frac{\varphi(\xi) + \frac{m^2 - 1}{3} \psi(\xi) + \lambda}{1 + \lambda}. \quad (618)$$

Другой вид транспозиции обмотки представлен на рис. 198, г. Здесь элементарные проводники переходят из одного витка в другой, не соединяясь перемычкой в точке d — середине передней лобовой части (см. также нумерацию на рис. 198, г). Коэффициент увеличения сопротивления в этом случае равен

$$K'_w = \varphi(\xi') + \frac{m^2 - 1}{4} \psi(\xi'). \quad (619)$$

Если же произведена транспозиция проводников в обоих лобовых соединениях (рис. 198, д) или только в заднем соединении (рис. 198, е), то для расчета коэффициента K_w можно воспользоваться выражением (616).

Можно получить тот же коэффициент, если не делать транспозиции внутри каждой катушки, состоящей из m витков, но выполнить ее в лобовой части, при соединении двух катушек (или двух частей обмотки с равным числом катушек), как показано на рис. 198, ж. Хотя в такой обмотке элементарные проводники должны быть изолированы друг от друга на большее расстояние, она применяется на практике очень часто из-за простоты изготовления (только одна транспозиция).

На рис. 198, з транспозиция выполнена в передней лобовой части. Здесь коэффициент K_w вычисляется из уравнения (615). Следует отметить, что в обмотках с транспозицией, выполненной по рис. 198, добавочные потери не зависят от числа витков m в пазу; эти потери определяются только высотой элементарных проводников.

У двухслойных обмоток с массивными проводниками коэффициент увеличения сопротивления рассчитывается по уравнению (618), причем m выбирают большей частью равным двум, реже — четырем или шести.

Если проводники подразделены по высоте и соединены по обоим концам, в передней и задней лобовой частях, то для расчета потерь используется уравнение (617).

На рис. 199, а представлен случай, когда транспозиция отсутствует и элементарные проводники не соединяются между собой в задней лобовой части; здесь коэффициент K_w вычисляется по уравнению (619).

Однако в большинстве случаев катушки выполнены с транспозицией по рис. 199, б; тогда для расчета добавочных потерь надо пользоваться уравнением (615).

В обмотке можно выполнить также транспозицию и в передней, и в задней лобовых частях (рис. 199, в). Но выигрыша в потерях это не дает; для расчета потерь здесь также можно воспользоваться уравнением (615).

Обмотка с транспозицией по рис. 199, г более предпочтительна; здесь транспозиция выполнена только в задней лобовой части.

Коэффициент K_w рассчитывается по формуле (614).

В табл. 33 произведена оценка различных типов транспозиции, представленных на рис. 198 и 199. Для каждой транспозиции дано соответствующее значение коэффициента увеличения сопротивления; таблица вычислена для случая $mh=6$; $\alpha=0,9$; $\lambda=0$ и $\lambda=1$. Для заданного поперечного сечения проводника хорошие результаты дают лишь двухслойная обмотка (№ 13) и однослойная обмотка с двумя проводниками (№ 7). Данные в таблице относятся к случаю бесконечно большого числа элементарных проводников. Практически при конечном их числе добавляется еще один вид добавочных потерь, который учитывается коэффициентом K''_w . Причину возникновения этих потерь мы рассматривали выше. Их величину можно оценить, считая, что ток в элементарных проводниках распределен примерно одинаково. Рассмотрим, например, тип обмотки, указанный в табл. 33 под № 13. Разделим каждый проводник на 10 элементарных высотой по 0,3 см. При $m=20$, $\xi=0,3 \cdot 0,9=0,27$ по формуле (602) получаем $K'_w=1,237$. Результирующий коэффициент увеличения сопротивления [ср. с выражением (613)]

$$K''_w \approx \frac{K'_w + \lambda}{1 + \lambda} K'_w. \quad (620)$$

При $\lambda=0$ коэффициент $K_w=1,56$, а при $\lambda=1$ коэффициент $K_w=1,2$.

Для того чтобы добавочные потери второго рода были малы, проводник подразделяется на ряд элементарных проводников.

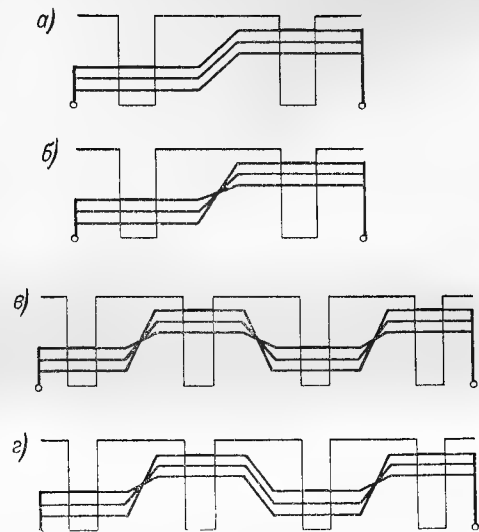


Рис. 199. Различные типы транспозиции двухслойной обмотки.

Таблица 33

Коэффициент увеличения сопротивления для различных подразделенных и транспонированных стержней

№ пп	Число стержней	Тип обмотки	Проводники	Рисунок	Уравнение	$\lambda = 0$	$K_{\sigma}, \lambda = 1$
1	1	Одно- слойная	Сплошные	193	(613)	5,40	3,20
2	1	То же	Подразделенные не- транспонированные	198, а	(615)	5,40	3,82
3	1	»	Подразделенные транс- понированные	198, б	(616)	2,70	1,79
4	2	»	Сплошные	—	(618)	8,44	4,72
5	2	»	Подразделенные не- транспонированные	198, в	(617)	8,44	4,69
6	2	»	То же	198, с	(619)	7,00	3,96
7	2	»	Подразделенные транс- понированные	198, д, е, жс	(616)	1,262	1,071
8	2	»	То же	198, з	(615)	2,70	1,79
9	2	Двух- слойная	Сплошные	—	(618)	8,44	4,72
10	2	То же	Подразделенные не- транспонированные	—	(617)	8,44	4,69
11	2	»	Подразделенные транс- понированные	199, а	(617)	7,00	3,96
12	2	»	То же	199, б, в	(615)	2,70	1,79
13	2	»	»	199, г	(616)	1,262	1,071

Это, естественно, отрицательно влияет на стоимость изготовления обмотки. Транспозиция проводников также увеличивает стоимость. Поэтому в практике применяют лишь наиболее простые типы транспозиции. К ним относятся те, что изображены на рис. 198, ж и 199, г; в то же время они дают и достаточно малые потери. При выполнении обмотки по рис. 198, ж вся обмотка состоит как бы из двух частей с равным числом катушек. Между ними, в лобовой части, делается всего одна транспозиция. У двухслойной обмотки, выполненной по рис. 199, г, транспозиция осуществляется сама по себе, в результате изгиба проводника.

До сих пор мы предполагали, что токи в пазу, в обоих слоях обмотки, равны по фазе. У обмоток с сокращенным шагом это справедливо не для всех пазов, так как в некоторых пазах лежат стороны катушек, которые относятся к разным фазам. Коэффициент увеличения сопротивления с учетом сдвига фаз в верхнем и нижнем слоях может быть вычислен по уравнению (596а). Однако в обмотках с сокращенным шагом, применяемых на практике, влияние этого сдвига фаз на добавочные потери обычно очень мало, и им можно пренебречь.

Добавочные потери первого рода, которые сопоставлены в табл. 33, можно практически полностью свести к нулю, если каждый элементарный проводник будет сцеплен с одним и тем же поперечным потоком рассеяния. Это достигается тем, что каждый проводник занимает различные положения по высоте паза.

Особое распространение в практике нашел стержень Ребеля (Roebel) (рис. 200, а), в котором переходы по высоте паза из одной зоны в другую осуществляются постепенно, путем транспозиции элементарных проводников. Стержень подразделяется на целое число таких проводников, которые расположены в два или несколько четных вертикальных рядов. Каждый элементарный проводник дважды переходит из одного вертикального ряда в другой, а на конце стержня остается в том же самом вертикальном ряду, в котором он был вначале. Одновременно он постепенно изменяет свое положение в каждом вертикальном ряду и дважды проходит по всей высоте паза. При такой транспозиции добавочные потери возникают лишь за счет местных токов, т. е.

являются потерями второго рода. Они могут быть вычислены по уравнению (600а); при соответствующем выборе числа m элементарных проводников эти потери можно значительно снизить. Средний коэффициент увеличения сопротивления всей обмотки при такой транспозиции вычисляется по формулам (602) или (609).

В стержне Ребеля элементарные проводники на обоих его концах находятся в одних и тех же вертикальных группах. Поэтому радиальное поле вне активной стали индуцирует э. д. с. в элементарных проводниках, соединенных в лобовой части. В результате такое поле тоже вызывает добавочные потери. В связи с этим в последние годы были предприняты попытки разработать конструкцию стержня, в котором бы упомянутые дополнительные потери не возникали.

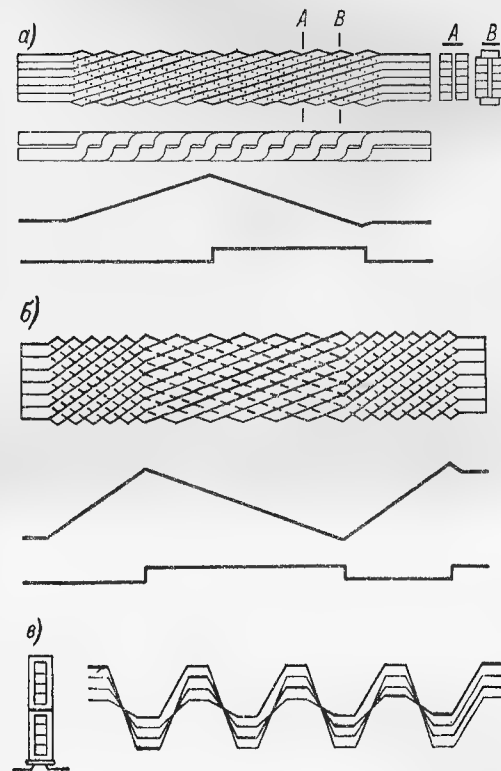


Рис. 200. Стержень Ребеля.

Тангенциальное поле в лобовом пространстве машины вызывает также добавочные потери в стержне Ребеля, так как отдельные проводники на этом участке не транспонированы. Для уменьшения добавочных потерь в лобовых частях элементарные проводники не соединяются накоротко, а прокладываются изолированными и соединяются с проводниками другого стержня таким образом, чтобы получалась известная транспозиция. Предотвращение добавочных потерь от полей в лобовом пространстве достигается при помощи стержней с трехкратной транспозицией (рис. 200, б). От обычного стержня Ребеля он отличается тем, что элементарные проводники стержня меняют свое положение не два, а три раза. Начало и конец элементарного проводника находятся в различных вертикальных группах (тем самым достигается устранение влияния радиального поля) и, кроме того, в различных радиальных слоях (для устранения влияния тангенциального поля). Элементарные проводники могут быть поэтому соединены накоротко на концах стержня. Для предотвращения действия поперечного поля в пазу необходимы две зоны с различными углами наклона отдельных стержней.

Другой способ уменьшения добавочных потерь от тангенциального поля в лобовом пространстве состоит в том, что элементарные проводники стержня в лобовом пространстве объединяются в пучки. Эти пучки изолируются друг от друга и при переходе из одного слоя обмотки в другой включаются так, что при обходе всей обмотки они займут поочередно все слои стержня (рис. 200, в). Этим достигается равенство э. д. с. во всех пучках от действия тангенциального поля.

4. ПОДРАЗДЕЛЕНИЕ СТЕРЖНЯ БЕЗ ТРАНСПОЗИЦИИ

Высокая стоимость стержня, состоящего из элементарных проводников, транспонированных между собой, привела к необходимости исследовать вопрос о том, можно ли достичь снижения добавочных потерь, подразделяя стержень всего лишь на несколько частей (например, на две), но не выполняя транспозиции.

Теоретические исследования этого вопроса приводят к весьма сложным выражениям, которые здесь не приводятся. Вместо них представлены графики зависимости коэффициента увеличения сопротивления K_w от приведенной высоты проводника ξ .

На рис. 201 дана зависимость $K_w = f(\xi)$ для однослойной обмотки с одним проводником в пазу. Проводник подразделен на две части, они изолированы друг от друга по всей длине и в середине лобовой части спаяны [отношение λ — по (608)].

На рис. 202 дана зависимость $K_w = f(\xi)$ для двухслойной обмотки с двумя проводниками в пазу и с таким же подразделением каждого проводника, как в однослойной обмотке. На рис. 201 и 202 нанесены также пунктиром кривые $K_w = f(\xi)$ для стержней без подразделения. Как видно из сравнения кривых, снижение

добавочных потерь, обусловленное подразделением стержней, весьма мало; поэтому такого подразделения на практике не делают.

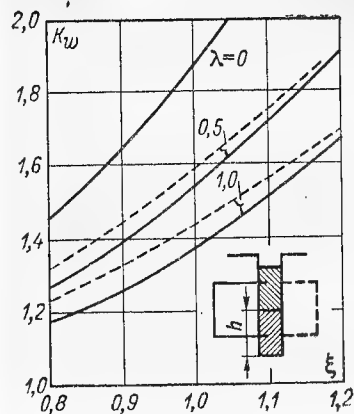


Рис. 201. Кривые коэффициента увеличения сопротивления K_w для стержня, подразделенного на две части и замкнутого в середине катушки; $K_w = f(\xi)$ при $\lambda = l_s/l = \text{var}$.

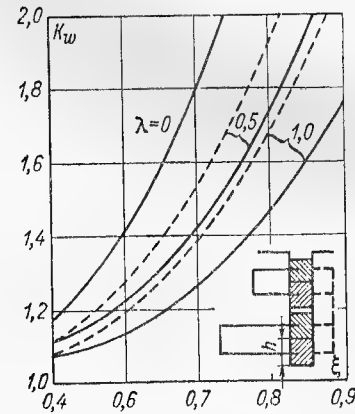


Рис. 202. Кривые коэффициента увеличения сопротивления для двухслойной обмотки, т. е. с четырьмя частичными стержнями в пазу.

Подразделенный стержень по рис. 201 можно применить для короткозамкнутой обмотки ротора. Такое подразделение может дать определенные преимущества с точки зрения температурных деформаций и снижения внутренних температурных напряжений.

Зависимость $K_w = f(\xi)$ для больших значений ξ приведена на рис. 203. Интересно отметить, что у такого подразделенного стержня величина K_w больше, чем у массивного тех же размеров. Следовательно, если высота отдельных частей подразделенного стержня достаточно велика, то с точки зрения потерь стержень обладает уже иными свойствами. Приближенное выражение для коэффициента K_w при $\xi > 5$ имеет вид:

$$K_w \approx \frac{(2\lambda + \xi)[(\lambda + \xi)^2 + \lambda\xi]}{(1 + \lambda)[(\lambda + \xi)^2 + \lambda^2]}. \quad (621)$$

Потери возникают главным образом в верхней части подразделенного стержня. В нижней части они весьма

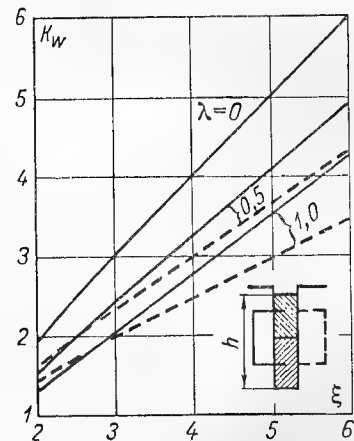


Рис. 203. Кривые коэффициента увеличения сопротивления для подразделенного стержня при больших значениях ξ .

малы; по отношению к потерям во всем стержне они составляют:

$$\frac{V_u}{V} \approx \frac{\lambda^2}{2[(\lambda + \xi)^2 + \lambda\xi]} \quad (622)$$

Например, при $\lambda = 1$ и $\xi = 4$ эти потери составляют всего 0,056 от общих потерь.

5. ПРОВОДНИКИ В ПРОСТРАНСТВЕ, СВОБОДНОМ ОТ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МАСС (ЛОБОВЫЕ ЧАСТИ ОБМОТКИ)

В проводниках, расположенных в таком пространстве, поверхностный эффект весьма мал. Для обмоток статора, обычно применяемых на практике, коэффициент увеличения сопротивления лобовой части составляет примерно единицу; вычислять его с большой точностью, как правило, нет необходимости. Лишь для больших короткозамыкающих колец с поперечным сечением примерно 1000—1500 мм² этот коэффициент может достигнуть величины 1,1.

На кривых рис. 204, рассчитанных Прессом (Press) [25], представлены ориентировочные значения коэффициента K_w для медных проводников различного поперечного сечения при частоте 50 Гц.

Сильное вытеснение тока в высоких стержнях глубокого паза оказывает влияние на токораспределение в частях стержня, находящихся в воздухе вблизи паза. В частях стержня, лежащих в радиальных вентиляционных каналах, также заметно вытеснение тока. Увеличение сопротивления этих частей стержня может быть найдено на основании следующих соображений. Вытеснение тока в пазу как бы уменьшает его фиктивную высоту. Части, находящиеся

Рис. 204. Кривые коэффициента увеличения сопротивления для проводников в лобовой части.

в воздухе, имеют, однако, полную высоту h . При последовательном включении двух частей стержня с различными высотами результирующее сопротивление будет из-за резкого изменения сечения больше, чем сумма отдельных сопротивлений. Таким образом, находящаяся в воздухе часть стержня получит фиктивное добавочное сопротивление вследствие вытеснения тока.

Увеличение сопротивления при изменении сечения было определено опытным путем на полосках из проводящей бумаги (алюминевой фольги), и из полученных данных вычислен коэффициент сопротивления. Этот коэффициент K_w , отнесенный к коэффициенту сопротивления в пазу K_p , показан на рис. 205, б в зависимости от длины свободно лежащей части стержня l_0 (ширина вен-

тиляционного канала). При обычной ширине канала $l_0 = 1$ см часть стержня, лежащая в нем, имеет коэффициент сопротивления, равный 85% коэффициента сопротивления в пазу. Даже при относительно широком канале в 5 см коэффициент сопротивления стержня здесь составляет еще 50% его значения в пазу.

Нарушение равномерной плотности тока при однократном изменении сечения, вызывает также увеличение сопротивления. Основа этого явления иная, чем в предыдущих случаях, здесь коэффициент увеличения сопротивления не зависит от частоты. Если стержень прямоугольного сечения высотой h в одном месте будет прорезан так, что останется только высота h_0 , то сопротивление стержня увеличится на некоторую величину. Эта величина была дана уравнением (584) как увеличение длины стержня. Величина коэффициента β зависит от глубины надреза, т. е. от величины отношения h_0/h . Его величина была найдена опытом на модели (см. рис. 191).

С помощью уравнения (584) и рис. 191 можно найти увеличение сопротивления клетки при переходе от стержня к кольцу. Большей частью имеет место изменение как высоты, так и ширины стержня; фиктивное удлинение стержня будет тогда

$$\Delta l_s = \beta_h h_R / h_s + \beta_b b_R / b_s,$$

где β_h — коэффициент для изменения высоты (h_R/h_s) и β_b — для изменения ширины (b_R/b_s).

В соответствии с величиной коэффициента K_w добавочные потери в лобовой части обмотки также обычно весьма малы. Но при определенных условиях, например при большой частоте, все же может возникнуть необходимость численно оценить коэффициент увеличения сопротивления для лобовой части. Приближенно его можно вычислить по методу Поля (Pohl), который повторен в книге Рихтера (Richter) [25]. В соответствии с этим методом группа прямоугольных проводников приводится к фиктивному пазу с числом горизонтальных рядов, вдвое меньшим действительного числа (рис. 205, а, б). Для того чтобы учесть ошибки в кривой распределения поля, возникающие при такой замене, вводится поправка на ширину фиктивного паза. Она больше ширины B группы прямоугольных проводников; по исследованиям Поля, она вычисляется из соотношения

$$b_N \approx B + 1,2H, \quad (623)$$

где B , H — внешние размеры группы проводников.

Величина ξ определяется из формулы (592а) и (594), причем в (592а) подставляется ширина паза b_N , вычисленная по уравнению (623). Если по всем проводникам протекает одинаковый ток, то выражение для коэффициента K_w лобовой части может быть выведено из уравнения (606а). При этом следует учесть, что число

горизонтальных рядов равно $m/2$. Тогда расчетная формула для коэффициента увеличения сопротивления лобовой части имеет вид:

$$K_W \approx 1 + \frac{m^2 - 0,8}{36} \xi^4. \quad (624)$$

Это выражение справедливо при $\xi \leq 1$, при $m = 1$ оно дает приближенные значения.

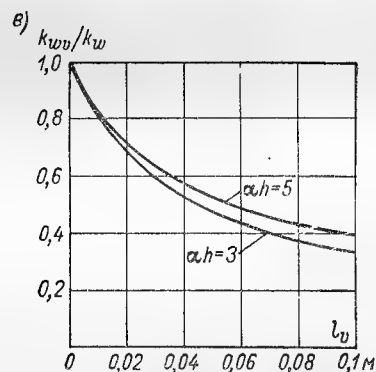
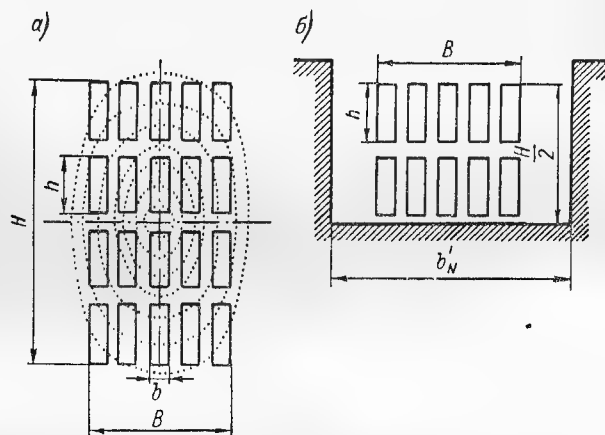


Рис. 205. Проводники в лобовой части ($m = 4$) (а); эквивалентная расчетная схема (б); зависимость k_{Wv}/k_W от l_v (в).

Для медных элементарных проводников круглого сечения, которые объединены в общий пучок круглой формы, коэффициент увеличения сопротивления был получен Рихтером [25]:

$$K_W \approx 1 + 256zd^4f^2(d/d')^2, \quad (625)$$

где z — число проводников; d — диаметр элементарного проводника; d' — расстояние между элементарными проводниками в радиальном направлении. В частном случае, при $d'/d \approx 1,2$

$$K_W \approx 1 + 180zd^4f^2. \quad (625a)$$

Общий коэффициент увеличения сопротивления для всей обмотки определяется коэффициентами K_{WN} для пазовой части и K_{WS} — для лобовой; он равен

$$K_W = \frac{K_{WN} + \lambda K_{WS}}{1 + \lambda}. \quad (626)$$

6. СТЕРЖНИ КРУГЛОГО СЕЧЕНИЯ

Задача по вычислению коэффициентов увеличения сопротивления и уменьшения индуктивности для стержня круглого сечения, уложенного в паз круглой формы, может быть сведена к аналогичной задаче для прямоугольного стержня. Согласно исследованиям Рихтера, для такого приведения практически достаточно, чтобы диаметр круглого стержня был равен высоте прямоугольного.

По измерениям Ротерта (Rothert), коэффициент уменьшения индуктивности стержня круглого сечения не зависит от его диаметра и пазового раскрытия; он может быть вычислен по уравнению

$$K_B = \frac{1 + \frac{3,87}{9} \left(\frac{f}{50} \right)^2}{1 + \frac{7}{9} \left(\frac{f}{50} \right)^2}, \quad (627)$$

где f — частота. При $f = 50$ гц имеем $K_B \approx 0,8$. Опыты по измерению активного сопротивления для таких стержней не проводились.

Оценим соотношение между обоими коэффициентами (K_W и K_B). Проводимость паза круглой формы по Ротерту (ср. § 2 гл. 13) составляет $\lambda \approx 0,77$ при средних значениях $d/s \approx 4,5$. Индуктивное сопротивление на единицу длины якоря (1 м) равно $X_G = \omega \mu_0 \lambda_N$, омическое $R_G = 4\rho/\pi d^2$ (здесь d — диаметр стержня, м; ρ — в ом·м). Отношение индуктивного сопротивления к омическому

$$\frac{X_G}{R_G} = \frac{2\pi f \mu_0 \lambda_N \pi d^2}{4\rho} = \frac{6,2fd^2 \lambda_N}{\rho} \cdot 10^{-6}. \quad (628)$$

При коэффициенте заполнения паза, равном единице, удельном сопротивлении меди $\rho \approx 0,02 \cdot 10^{-6}$ ом·м и частоте 50 гц отношение $X_G/R_G \approx 1,2d^2 \cdot 10^4$. Проведем аналогичный вывод для прямоугольного стержня, получаем уравнение (631), из которого это же отношение равно $2/3 h^2$. Примем стержень с диаметром d (м) за исходный и определим сначала отношение X_G/R_G . Используя его, найдем высоту эквивалентного прямоугольного стержня и оба коэффициента K_W и K_B . Оказывается, что поверхностный эффект для стержней любой формы зависит от отношения X_G/R_G . Чем больше это отношение, тем резче выражен поверхностный эффект. Однако если сравнить различные формы сечения стержней, то можно заметить, что некоторые из них дают больший коэффициент K_W по сравнению с другими. Эти стержни, сечение которых

большней частью увеличивается в направлении к основанию паза, «использованы» лучше. Если принять, что стержни круглого сечения «использованы» несколько хуже, чем высокие прямоугольные стержни, то получим из упомянутого сравнения с эквивалентным прямоугольным стержнем коэффициенты K_W и K_B .

Результаты расчета коэффициентов K_W и K_B для трех стержней круглого сечения с различным диаметром приведены в табл. 34. Из таблицы видно, что предположение Рихтера достаточно справедливо.

Таблица 34

Коэффициенты увеличения сопротивления для круглых стержней в пазах

$d, \text{ м}$	$\frac{X_G}{R_G}$	$h (\alpha \approx 1)$ эквивалентного глубокопазного стержня, м	Глубокопазный стержень		Круглый стержень	
			K_W	K_B	K_W приблж.	K_B приблж.
0,005	0,3	0,0067	1,03	0,99	1	1
0,01	1,2	0,0134	1,25	0,93	1,15	0,95
0,015	2,7	0,0201	1,90	0,75	1,50	0,8

7. СТЕРЖЕНЬ ГЛУБОКОПАЗНОГО ДВИГАТЕЛЯ И ЕГО РАЗНОВИДНОСТИ

Мы уже исследовали поверхностный эффект в прямоугольном стержне. Стержни такой формы очень часто применяются для демферной клетки синхронных двигателей. При этом было получено, что коэффициенты увеличения сопротивления и уменьшения индуктивности выражаются через функции $\Phi(\alpha h)$ и $\Phi'(\alpha h)$. При частоте 50 гц, что соответствует частоте тока в заторможенном роторе, для меди с удельным сопротивлением $\rho \approx 0,02 \text{ ом} \cdot \text{мм}^2/\text{м}$ величина $\alpha \approx 1$. Если высота стержня $h = 2 \text{ см}$, то коэффициент увеличения сопротивления можно рассчитать из приближенных уравнений:

$$K_W \approx \alpha h; \quad (629a)$$

$$K_B \approx 3/2 \alpha h. \quad (629b)$$

Эти выражения могут быть использованы и при частоте $f < 50 \text{ гц}$, но при условии, что $\xi = \alpha h > 2$.

При расчете активных и индуктивных сопротивлений для узких пазов следует обратить внимание на то, что действительная ширина паза «в свету» меньше, чем в штампе, из-за смещения отдельных листов. По опытным данным это уменьшение ширины паза «в свету» составляет примерно 0,25 мм. Обратим также внимание на связь коэффициентов K_W и K_B с отношением X_G/R_G .

Запишем выражения для омического и индуктивного сопротивлений стержня при протекании по нему постоянного тока:

$$R_G = \rho l / b h \text{ и } X_G = \omega \mu_0 h l / 3 b_N; \quad (630a, б)$$

отсюда

$$\frac{X_G}{R_G} = \frac{\omega \mu_0 h^2 b}{3 \rho b_N} = \frac{2}{3} (\alpha h)^2; \quad (631)$$

здесь b и b_N — в м, ρ — в ом.

Если из уравнения (631) определить α и подставить в выражения (629a и б), то

$$K_W \approx \sqrt{\frac{3 X_G}{2 R_G}}; \quad (632a)$$

$$K_B \approx \sqrt{\frac{3 R_G}{2 X_G}}; \quad (632b)$$

или

$$R_W = R_G K_W \approx X_W = X_G K_B \approx \sqrt{\frac{2}{3}} R_G X_G. \quad (633)$$

Следовательно, коэффициент увеличения сопротивления возрастает при увеличении отношения X_G/B_G .

Для асинхронных двигателей применяются различные формы стержней, в которых поверхностный эффект сказывается еще более резко. Все эти стержни подробно исследованы в [33].

8. ОБМОТКА ЯКОРЯ МАШИНЫ ПОСТОЯННОГО ТОКА

Во время работы машины постоянного тока под нагрузкой по обмотке якоря протекает переменный ток. Кривая тока во времени имеет форму трапеции с основаниями t_1 и $t_1 - t_K$, где $t_1 = T/2 = 30/np$ — половина периода; t_K — время коммутации (рис. 206). Если в пазу рядом лежат n проводников, то время коммутации $t_K = [b_B + (n-1)\tau_K]/v_K$, где b_B — ширина щетки; τ_K — ширина коллекторной пластины. В результате получаем следующее отношение:

$$\frac{t_K}{t_1} = \frac{b_B + (n-1)\tau_K}{\tau'}. \quad (634)$$

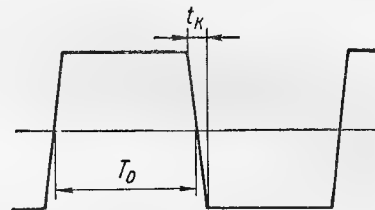


Рис. 206. Ток в обмотке якоря машины постоянного тока.

Кривую тока на рис. 206 можно разложить на гармонические; частота основной гармонической

$$f_1 = np. \quad (635)$$

Коэффициент увеличения сопротивления K_{Wv} рассчитывается для каждой гармонической отдельно. Тогда общие потери от всех гармонических

$$V_W = R \sum_{v=1}^{\infty} (K_{Wv} - 1) J_v^2, \quad (636)$$

где R — сопротивление проводника постоянного тока; J_v — действующее значение тока v -й гармонической.

Запишем выражение для эквивалентного коэффициента увеличения сопротивления, соответствующего общим потерям от всех гармонических:

$$K_W = 1 + V_W/RJ^2 = 1 + \sum (K_{Wv} - 1) (J_v/J)^2. \quad (637)$$

Уравнение (637) строго справедливо лишь для обмотки с диаметральной шагом; в ней токи в обоих слоях текут в одном направлении. Однако с достаточной точностью эта формула может быть использована и для расчета потерь в обмотке с сокращенным шагом, так как угол сдвига фаз между токами в обоих слоях для первой гармонической мал. Для высших гармонических этим углом пренебречь нельзя, но доля потерь от таких гармонических в величине общих потерь незначительна.

Если пренебречь временем коммутации ($t_K = 0$), получим максимальный коэффициент увеличения сопротивления. По исследованиям Дрейфуса (Dreyfus) [150], этот коэффициент для пазовой части обмотки имеет вид:

$$K'_W = 1 + 4m^2\xi^2/3\pi; \quad (638)$$

для всей обмотки

$$K'_W = 1 + \frac{4}{3\pi} \cdot \frac{m^2\xi^2}{1+\lambda}, \quad (639)$$

где m — число горизонтальных рядов в пазу.

В этом предельном случае ($t_K = 0$) коэффициент увеличения сопротивления при одной и той же общей высоте проводников ($mh = m\xi/\alpha = \text{const}$) не зависит от их числа m . Влияние времени коммутации ($t_K \neq 0$) учитывается коэффициентом F [151]. Тогда получаем для коэффициента увеличения сопротивления выражение

$$K_W = 1 + \frac{4F}{3\pi} \cdot \frac{m^2\xi^2}{1+\lambda}. \quad (640)$$

Поправочный коэффициент для обмотки с диаметральной шагом при $m \geq 2$ и прямолинейной коммутации имеет вид:

$$F = \frac{0,116}{0,13 + \sigma}, \quad (641)$$

где

$$\sigma = t_K/t_1\xi^2. \quad (642)$$

Обычно $\sigma = 0,065 \div 0,25$. Для этих значений σ коэффициент F согласно [151] равен

$$F \approx 0,165/\sqrt{\sigma}. \quad (643)$$

Соответственно коэффициент увеличения сопротивления

$$K_W \approx 1 + \frac{0,07m\xi^2}{1+\lambda} \sqrt[3]{\frac{\tau'}{b_B + (n-1)\tau_K}}; \quad (644)$$

здесь коэффициент K_W уже зависит от числа горизонтальных рядов в пазу m .

Для обмотки якоря машины постоянного тока, так же как и машины переменного тока, можно рассчитать критическую высоту проводника h_0 ; если высоту проводника выбрать больше критической, то, несмотря на снижение омических потерь, общие потери возрастут.

Если взять производную $\partial(K_W/\xi)/\partial\xi$ и приравнять ее нулю, то получим следующее выражение для критической высоты проводника:

$$h_0 \approx \frac{1,9\sqrt[3]{1+\lambda}}{\alpha m^{2/3}} \sqrt[6]{\frac{b_B + (n-1)\tau_K}{\tau'}} [м]. \quad (645)$$

При этом коэффициенте увеличения сопротивления для всей обмотки

$$K_{W0} \approx 1,50. \quad (646)$$

9. ОБМОТКИ ТРАНСФОРМАТОРА

Задача по расчету коэффициента увеличения сопротивления для обмоток трансформатора может быть сведена к аналогичной задаче для прямоугольных проводников, уложенных в паз [25].

В дисковой обмотке поток рассеяния проходит вдоль воздушного зазора между обеими катушками, т. е. в радиальном направлении; поле в средней плоскости катушки равно нулю, оно возрастает примерно линейно и имеет максимум на краю катушки. Следовательно, в эквивалентной картине для прямоугольного стержня (рис. 207) поле в основании паза соответствует полю в средней плоскости катушки, а поле вне проводника — полю в зазоре между катушками. В эквивалентном пазу число горизонтальных рядов равно $m/2$ (m — действительное число горизонтальных рядов в обмотке в осевом направлении), общая высота проводников $H/2$, ширина эквивалентного паза

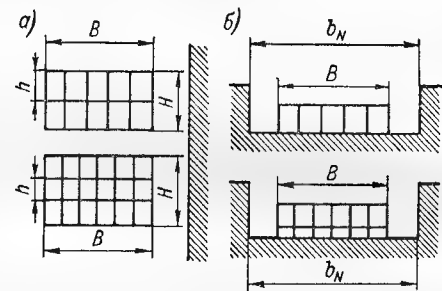


Рис. 207. Сечение катушки дисковой обмотки (а); расчетная схема для вычисления коэффициента увеличения сопротивления (б).

равно $m/2$ (m — действительное число горизонтальных рядов в обмотке в осевом направлении), общая высота проводников $H/2$, ширина эквивалентного паза

$$b_N \approx B + 0,6H. \quad (647)$$

Здесь учтено, что радиальная составляющая поля рассеяния в действительности меньше, чем в эквивалентном пазу. Поле на концах катушки имеет не только радиальную, но и осевую составляющую. Последняя возрастает по мере удаления от середины катушки, одновременно радиальная составляющая ослабляется.

Для дисковой обмотки из прямоугольных проводников выражение для коэффициента увеличения сопротивления выводится из уравнения (606а) и имеет вид:

$$K_w \approx 1 + \frac{m^2 - 0,8}{36} \xi^4. \quad (648)$$

Это выражение справедливо при $\xi \leq 1$ и $m \geq 2$ или при $\xi \leq 2$ и $m = 1$. Для обмотки из проводников круглого сечения получаем соответственно:

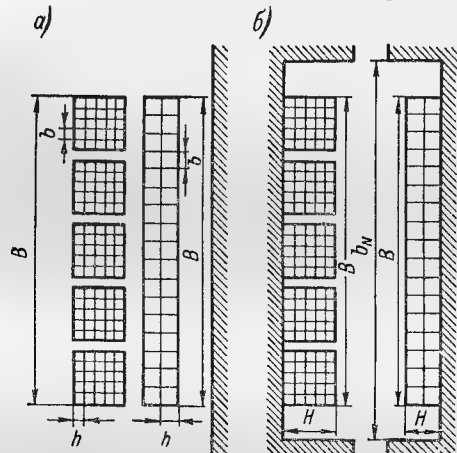


Рис. 208. Сечение цилиндрической обмотки (а); расчетная схема для вычисления коэффициента увеличения сопротивления (б).

$$K_w \approx 1 + \frac{m^2 - 0,8}{78} \xi^4; \quad (649)$$

здесь в формулу для ξ следует подставлять $h = b = d$.

В цилиндрической обмотке поток рассеяния распределяется преимущественно в осевом направлении. Поле на внешней поверхности каждой катушки равно нулю, следовательно, в эквивалентном пазу число проводников должно быть взято равным m , т. е. числу проводников в радиальном направлении.

Оценим ширину эквивалентного паза (рис. 208) с учетом ослабления осевой составляющей поля на концах катушки. Приближенно можно считать, что

$$b_N \approx B + 2H. \quad (650)$$

Для цилиндрической обмотки из прямоугольных проводников выражение для коэффициента увеличения сопротивления

$$K_w \approx 1 + \frac{m^2 - 0,2}{9} \xi^4; \quad (651)$$

уравнение справедливо при $\xi \leq 1$.

Для обмотки из проводников круглого сечения получаем соответственно:

$$K_w \approx 1 + \frac{m^2 - 0,2}{19,45} \xi^4. \quad (652)$$

Для двойной цилиндрической обмотки можно пользоваться теми же уравнениями, что и для дисковой обмотки. Обозначения при этом должны быть взяты по рис. 208.

1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Добавочные потери обычно не поддаются точному расчету. Они подразделяются на две группы.

В первую группу входят потери, зависящие от напряжения. К ним относятся поверхностные и пульсационные потери, потери из-за плохой изоляции листовой стали и образования заусенцев, а также потери в стыках активной стали. Все эти потери рассмотрены в гл. 7. Они могут учитываться посредством соответствующих поправочных коэффициентов к основным потерям. Ввиду того, что зависящие от напряжения добавочные потери могут довольно просто определяться путем измерений на холостом ходу, поправочные коэффициенты можно легко уточнять или устанавливать заново.

Иначе обстоит дело с добавочными потерями, зависящими от тока. Лишь в редких случаях (например, у синхронных машин) эти потери могут определяться экспериментальным путем. В большинстве же случаев их можно устанавливать только косвенным путем, например посредством измерений нагрева.

Добавочные потери могут возникать как в активной стали и в меди, так и в конструктивных деталях. Лишь некоторые из них могут в известной мере рассчитываться точно. К ним относятся, наряду с потерями от вытеснения тока в меди, также поверхностные и пульсационные потери в зубцах, вызываемые намагничивающими силами в пазах. Ввиду того, что зависящие от напряжения добавочные потери могут определяться путем измерений на холостом ходу, на практике под добавочными потерями, как правило, понимают только трудноизмеримые добавочные потери, зависящие от тока.

Добавочные потери в активной стали, зависящие от напряжения, уже рассматривались в гл. 7. Мы рассмотрим зависящие от напряжения добавочные потери в обмотке и в конструктивных деталях, а также зависящие от тока добавочные потери во всех частях машины.

2. ДОБАВОЧНЫЕ ПОТЕРИ В ОБМОТКАХ

а) Потери, зависящие от тока

а) Потери от поперечного потока в пазах

Под добавочными потерями в обмотках понимают потери, которые не могут быть рассчитаны по сопротивлению обмотки постоянному току и квадрату эффективного значения тока. Добавочные потери в обмотках являются в большинстве случаев потерями от

вихревых токов. Они возникают вследствие того, что проводники обмотки расположены в пространстве, не свободном от магнитного потока.

На проводники действует как собственный, так и посторонний поток. С действием собственного потока мы уже познакомились при рассмотрении явлений вытеснения тока. Добавочные потери, обусловливаемые этим потоком, составляют:

$$V_{Cu, z} = R_G J^2 (K_W - 1). \quad (653)$$

Если стержни Ребеля применяются в двухслойной обмотке, то оказывается, что при одинаковых стержнях добавочные потери в верхнем стержне значительно выше, чем в нижнем. Добавочные потери в нижнем стержне определяются коэффициентом

$$K_{Wu} = \varphi(\xi_u) + \frac{m_u^2 - 1}{3} \psi(\xi_u), \quad (654a)$$

а в верхнем стержне коэффициентом

$$K_{Wo} = \varphi(\xi_o) + \left[m_o \sum_{k=0}^{k=m_o} (1 + k/m_o)^2 + \sum_{k=0}^{k=m_o} (1 + k/m_o) \right] \psi(\xi_o) = \\ = \varphi(\xi_o) - \left(\frac{7m_o^2 - 1}{3} \right) \psi(\xi_o), \quad (654b)$$

где m_o — число проводников верхнего, а m_u — число проводников нижнего стержня; ξ_o — приведенная высота отдельных проводников верхнего, а ξ_u — нижнего стержня.

При одинаковом числе ($m_o = m_u = m$) и равной высоте ($\xi_o = \xi_u = \xi$) отдельных проводников в обоих стержнях отношение добавочных потерь в стержнях при $\varphi(\xi)$ и $\psi(\xi)$ по (584a) и (599a) будет:

$$\frac{K_{Wo}}{K_{Wu}} \approx 1 + \frac{2m^2}{3} \xi^4. \quad (655)$$

Для $m = 10$ и $\xi = 0,3$ получаем $K_{Wu} = 1,10$ и $K_{Wo} = 1,64$, т. е. $K_{Wo}/K_{Wu} = 1,50$, в то время как по (655) это отношение равно 1,54.

Нижний стержень может, с учетом добавочных потерь и стоимости обмотки, подразделяться на меньшее число проводников, чем верхний стержень. Если предположить одинаковые добавочные потери в обоих стержнях, т. е. принять, что $K_{Wo} = K_{Wu}$, то из (654a) и (654b) следует:

$$m_u \approx \frac{m_o^2}{\sqrt{7m_o^2 - 1}} \approx \frac{m_o}{\sqrt{7}}. \quad (656)$$

При $m_o = 14$ в нижнем стержне можно предусматривать только $m_u = 5$ отдельных проводников. Если при этом m_o кратно m_u , то

техническое выполнение обмотки значительно упрощается; так, например, при $m_o = 15$ и $m_u = 5$ каждые три элементарных проводника верхнего стержня могут быть соединены с одним элементарным проводником нижнего стержня.

При нагреве обмотки потери увеличиваются соответственно повышению омического сопротивления. Однако характер изменения добавочных потерь при нагреве обмотки совсем не прост [151a]. С изменением температуры изменяется также и приведенная высота проводника ξ .

Если обозначить увеличение сопротивления постоянному току в горячем состоянии через β , то приведенная высота проводника в нагретом состоянии составляет $\xi_w = \xi_k / \sqrt{\beta}$, где ξ_k — приведенная высота проводника в холодном состоянии. Отношение добавочных потерь в нагретом состоянии к потерям в холодном состоянии составляет:

$$\frac{V_{Zw}}{V_{Zk}} = \frac{\beta [\varphi(\xi_w) + (m^2 - 1) \psi(\xi_w)/3 - 1]}{\varphi(\xi_k) + (m^2 - 1) \psi(\xi_k)/3 - 1}. \quad (657)$$

При малой приведенной высоте проводника

$$\frac{V_{Zw}}{V_{Zk}} \approx \frac{1}{\beta}, \quad (657a)$$

т. е. добавочные потери уменьшаются с увеличением величины сопротивления.

При большой высоте проводника

$$\frac{V_{Zw}}{V_{Zk}} \approx \sqrt{\beta}, \quad (657b)$$

т. е. добавочные потери, правда, увеличиваются, однако в меньшей мере, чем сопротивление.

Некоторые токовые добавочные потери в остальных частях машины иногда можно определять по (654a), если подставить в него $m = 2$. Величина ξ становится в этом случае фиктивной величиной, которую рассчитать практически невозможно. Однако зависимость этих потерь от температуры выражается также уравнениями (657a) и (657b).

В практически выполняемых конструкциях для уложенной в пазы части обмотки $\xi < 1$, и поэтому добавочные потери при нагреве в соответствии с (657a) убывают. Однако для добавочных потерь вне обмотки фиктивная величина $\xi > 2$, и согласно (657b) эти добавочные потери при нагреве увеличиваются.

б) Потери в лобовых соединениях стержня Ребеля от радиального поля рассеяния

Для расчета потерь необходимо знать характер распределения поля в лобовом пространстве. Ввиду того, что характер этого поля весьма сложен, мы его для расчета упростим. Предположим, что поле вращается в лобовом пространстве с синхронной скоростью.

Обозначим через B максимальную индукцию поля. Она имеет место непосредственно вблизи пакета активной стали, и мы предполагаем, что в аксиальном направлении она линейно убывает с увеличением расстояния от пакета таким образом, что индукция в конце лобовых соединений (при $x = 0$) становится равной нулю:

$$B(x) = B(A - x)/A, \quad (658a)$$

где A — вылет витков.

В тангенциальном направлении, т. е. вдоль окружности рачточки статора, поле изменяется по закону косинуса с максимальной величиной $B(x)$:

$$B(y) = B(x) \cos \pi y / \tau. \quad (658b)$$

С учетом зависимости $y = \tau(A - x) / 2A$ получаем элементарный поток на расстоянии x :

$$d\Phi = B(x) \frac{2\tau}{\pi} \sin \frac{\pi(A - x)}{2A} dx \quad (659)$$

и полный поток рассеяния, сопряженный с одним витком:

$$\Phi_S = 2 \int_0^A d\Phi = \frac{16}{\pi^3} B \tau A. \quad (660)$$

Уравнение (660) предполагает катушку с диаметральной шагом. Рассматривая поток рассеяния в качестве вращающегося поля, можно учитывать укорочение шага катушки, а также наличие нескольких витков в фазе посредством обмоточного коэффициента ξ . Это, правда, не совсем строго, однако больших погрешностей при этом можно не опасаться.

С другой стороны, поле рассеяния можно рассчитать по индуктивности рассеяния

$$L_S = 2\omega^2 \mu_0 l_S \lambda_S / p \quad (661)$$

в виде:

$$\Phi_S = \sqrt{2} J L_S / \omega = 2 \sqrt{2} \omega \mu_0 l_S \lambda_S J / p. \quad (662)$$

По (660) и (662) находим:

$$B = \frac{\sqrt{2} \pi^3 \mu_0}{8 p \tau A} \omega l_S \lambda_S J. \quad (663)$$

Оба расположенных на расстоянии Δ (между средними линиями) элементарных проводника стержня Ребеля образуют для радиального поля короткозамкнутый виток. Сцепленный с этим витком поток рассчитывается по уравнению

$$\Phi_k = 2 \Delta \int_{l_S/2} \frac{Bx}{l_S/2} \sin \frac{\pi}{l_S} x dx = \frac{4 \Delta l_S B}{\pi^2}. \quad (664)$$

Если подставить сюда величину индукции по (663), то

$$\Phi_k = \frac{\mu_0 \pi \omega}{\sqrt{2} \tau A p} \Delta l_S^2 \lambda_S J. \quad (665)$$

Эффективное значение наведенной э. д. с. с учетом, что $A = \frac{1}{2} l_S \cos \beta$ (β — угол между проводником и поверхностью пакета), составляет:

$$E = \frac{4\pi}{2 \sqrt{2}} f \Phi_k = \frac{2\pi^2 \mu_0 \omega}{p \tau \cos \beta} \Delta l_S \lambda_S f J. \quad (666)$$

Сопrotивление короткозамкнутого витка при сечении q (m^2) отдельного проводника равно

$$R_k = 2\rho(l_S + l_a)/q, \quad (667)$$

где l_S — длина лобовых соединений, m ; l_a — длина якоря, m .

Рабочий ток в обоих отдельных проводниках составляет:

$$J_p = J/mc, \quad (668)$$

где m — число расположенных друг над другом отдельных проводников, а c — число параллельных ветвей.

Сопrotивление обоих отдельных проводников

$$R_p = \rho(l_S + l_a)/2q. \quad (669)$$

Потери, вызываемые рабочим током,

$$V = J_p^2 R_p, \quad (670)$$

а добавочные потери

$$V'_Z = E^2 / R_k. \quad (671)$$

Примем $\lambda = l_S / l_a$ и отнесем добавочные потери к потерям в лобовых соединениях, вызванным рабочим током; при этом

$$k' = \frac{V'_Z (1 + 1/\lambda)}{V} = \frac{1}{1 + 1/\lambda} \left(\frac{2\pi^2 \mu_0 \omega \Delta \lambda_S f q c m}{\rho p \tau \cos \beta} \right)^2. \quad (672)$$

Кроме этих потерь, возникают добавочные потери от вихревых токов, которые образуются в каждом частичном проводнике. Вихревые токи возникают только в той части проводника, которая расположена в лобовом пространстве. Потери на $1 m^3$ проводника рассчитываются по (394a).

Ввиду того, что индукция в лобовом пространстве не постоянная, а переменная величина, добавочные потери в отдельных проводниках составляют:

$$V''_Z = \frac{2.4q}{3\rho} (bf\pi/2 \sqrt{2})^2 \int_{l_S} B^2(x, y) dl, \quad (673)$$

где b — ширина элементарного проводника.

Сперва определяем интеграл в (673) путем подстановки величины $B(x, y)$; получаем [см. (664)]:

$$\int_{l_s} B^2(x, y) dl = 2 \int_{l_s/2} \left(\frac{2Bx}{l_s} \sin \pi x / l_s \right)^2 dx = \\ = B^2 l_s \left(\frac{1}{6} + \frac{1}{\pi^2} - \frac{1}{2\pi} + \frac{1}{\pi^3} \right) = 0,14 l_s B^2. \quad (674)$$

Подставив величину B по (663), получим добавочные потери в паре проводников:

$$V_Z'' = \frac{56 l_s q}{\rho} \left(\frac{\mu_0 f b \omega \lambda_s}{\rho \tau \cos \beta} \right)^2 W, \quad (675)$$

если все размеры подставляются в m , а ρ — в $ом \cdot m$. Отнесем эти потери к потерям от рабочего тока и получим:

$$k'' = 112 \left(\frac{\mu_0 \omega \lambda_s f q m c b}{\rho \rho \tau \cos \beta} \right)^2. \quad (676)$$

Полные потери, вызванные радиальным полем рассеяния и отнесенные к потерям в лобовых соединениях, вызванным рабочим током, будут согласно (673) и (676) составлять:

$$k = \left(112 b^2 + \frac{4 \pi^4 \Delta^2}{1 + 1/\lambda} \right) \left(\frac{\mu_0 \omega \lambda_s f q m c b}{\rho \rho \tau \cos \beta} \right)^2. \quad (677)$$

Потери по (676) возникают только в лобовых соединениях. В противоположность этому, потери по (673) распределены по всей обмотке.

Приведем численный пример для турбогенератора 165 Мва со следующими характеристиками:

$$\begin{aligned} b &= 0,63 \cdot 10^{-2} \text{ м}; & \omega &= 9; & c &= 2; \\ \Delta &= 0,80 \cdot 10^{-2} \text{ м}; & q &= 0,113 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2; & f &= 50 \text{ гц}; \\ \tau &= 1,8 \text{ м}; & \cos \beta &= 0,6; & 1 + 1/\lambda &= 2,5. \\ \rho &= 1; & \lambda_s &= 0,25; \\ \rho &= 0,0225 \cdot 10^{-6} \text{ ом} \cdot \text{м}; & m &= 40; \end{aligned}$$

Добавочные потери, отнесенные к потерям от рабочего тока в лобовых соединениях, составляют:

$$k = \left(\frac{4 \pi^4 \cdot 0,8^2 \cdot 10^4}{2,5} + 112 \cdot 0,63^2 \cdot 10^{-4} \right) \times \\ \times \left(\frac{0,4 \pi \cdot 10^{-6} \cdot 50 \cdot 9 \cdot 0,25 \cdot 40 \cdot 2 \cdot 0,113 \cdot 10^{-4}}{0,0225 \cdot 10^{-6} \cdot 1,8 \cdot 0,6} \right) = 0,39.$$

Потери V_Z' отсутствуют, если стержень имеет транспозицию на 540° (рис. 200, в), так как транспозиция отдельных проводников в лобовых частях обмотки устраняет эти потери. При этом

нужно заметить, что проводники должны быть изолированы друг от друга по всей длине стержня. Добавочные потери V_Z'' не устраняются указанными выше способами.

у) Потери в лобовых частях, вызванные тангенциальным полем рассеяния

Добавочные потери от тангенциальной составляющей поля рассеяния можно найти аналогично потерям V_Z' от радиального поля. Нужно только задаться или найти распределение этого поля. Этот расчет здесь не приводится. Добавочные потери от тангенциального поля устраняются более или менее в стержне с транспозицией на 540° (рис. 200, в). Они будут также значительно уменьшены при транспозиции согласно рис. 200, в.

б) Суммирование потерь

Проводники обмотки подвергаются воздействию не только со стороны собственного поля рассеяния, но и со стороны основного потока. Последний, правда, в воздушном пространстве, в котором находятся проводники, невелик, однако он вызывает известные потери от вихревых токов. Эти потери рассмотрим более подробно в подпараграфах 3а и 3б. Для удобства и наглядности расчета каждый вид потерь рассматривается отдельно, а затем они суммируются. В действительности же для всех потерь, вместе взятых, решающее значение имеет результирующее поле. Проверим теперь на нескольких примерах, правомерно ли такое суммирование. При этом различаем три простых случая.

В первом случае взаимно налагаются два одинаково направленных тока, один с постоянной плотностью S_1 , а другой с переменной плотностью S_2 , но симметричной относительно средней плоскости проводника. Если взять два объемных элемента, расположенных на равном расстоянии от средней плоскости, но на разных сторонах от нее, то потери в этих элементах будут:

$$V' = \rho (S_1^2 + S_2^2 + 2 S_1 S_2 \cos \gamma); \quad (678a)$$

$$V'' = \rho (S_1^2 + S_2^2 - 2 S_1 S_2 \cos \gamma), \quad (678b)$$

где γ — фазовый угол между обеими плотностями тока.

Среднее значение результирующих потерь составляет:

$$V = \frac{V' + V''}{2} = V_1 + V_2, \quad (679)$$

где $V_1 = \rho S_1^2$ и $V_2 = \rho S_2^2$ являются потерями, вызываемыми раздельно плотностями тока S_1 и S_2 . Ввиду симметрии распределения плотностей тока уравнение (679) справедливо для всего проводника.

В качестве второго случая возьмем наложение двух симметричных токов, которые направлены взаимно перпендикулярно.

Проводник разделяется обеими средними плоскостями на четыре квадрата. В двух диаметрально противоположных квадратах потери между собой равны, так как они опять-таки определяются (678а и б). Результирующие потери в этом случае также выражаются арифметической суммой по (679).

В качестве третьего случая возьмем два тока S_1 и S_2 , одинаково направленных и симметричных относительно одной средней плоскости. Результирующие потери будут составлять:

$$V = \rho (S_1^2 + S_2^2 + 2S_1S_2 \cos \gamma) = V_1 + V_2 + 2 \cos \gamma \sqrt{V_1 V_2}. \quad (680)$$

В этом случае результирующие потери зависят от угла γ между обеими плотностями тока. Лишь при $\gamma = 90^\circ$ допустимо арифметическое суммирование по (679).

в) Добавочные потери в статорной обмотке, зависящие от напряжения

а) Потери, вызванные продольным полем в пазах

Пазовое пространство электрических машин никогда не бывает свободным от поля. Наряду с поперечным полем, создаваемым током в проводниках, имеется еще продольное поле, которое независимо от тока в проводниках возникает уже на холостом ходу. Возникновение этого поля связано с двумя различными причинами. Во-первых, основное поле проникает в паз через пазовое раскрытие. Чем больше пазовое раскрытие, тем более напряженным будет это поле. В случае полузакрытых пазов оно практически полностью исчезает. Наиболее напряженным является поле у пазового раскрытия; оно резко ослабевает по направлению внутрь паза.

Кроме того, продольное поле возникает в зубцах вследствие насыщения стали. При высоких индукциях в зубцах между головкой зубца и дном паза возникает намагничивающая сила, вызывающая продольное поле. Оба эти поля показаны на рис. 209, а и б. Второе поле распределяется равномерно по сечению перпендикулярно к дну паза, за исключением части поля у пазового раскрытия. Это способствует облегчению расчета. Исходя из магнитной напряженности в зубце индукция этого поля составляет $B_N(x, t) = \mu_0 H_Z(x, t)$.

Проникающее в паз и не зависящее от насыщения стали поле уже исследовалось с помощью конформных преобразований [60]. С учетом обозначений по рис. 210 индукция в середине паза на расстоянии y от поверхности ротора (для статорного паза) составляет:

$$B_y \approx \frac{B_{\min}}{\cosh(\pi y - 2\delta\alpha)/b_N}, \quad (681)$$

где $B_{\min}$ — индукция на поверхности ротора ($y = 0$) под серединой паза. Уравнение (681) является приближенным и для участка $y < \delta$ выполняется недостаточно строго. Далее имеем:

$$B_{\min} = B_L k_c / \sqrt{1 + (b_N/2\delta)^2}; \quad (682)$$

$$\alpha = \arctg 2\delta/b_N. \quad (683)$$

На расстоянии x от середины проводника индукция составляет:

$$B_y(x) \approx B_y \cos \pi x/b_N. \quad (684)$$

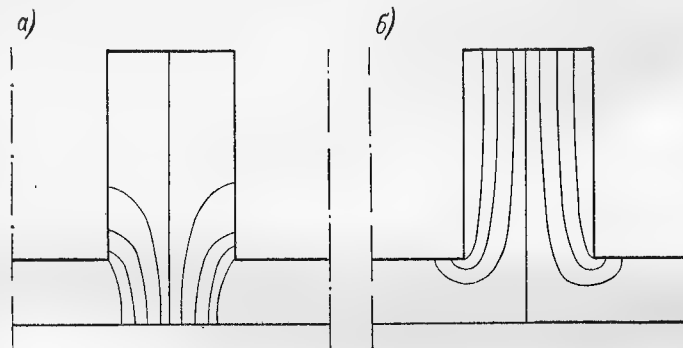


Рис. 209. Продольное поле в пазу, вызываемое: а — раскрытием паза; б — насыщением зубцов.

Если принять ширину проводника $b = 0,7b_N$, то средняя величина индукции по ширине паза будет:

$$B_{ym} \approx \frac{\sin 0,7\pi/2}{0,7} B_y = 0,81 B_y. \quad (685)$$

Эта средняя величина показана на рис. 211 в зависимости от расстояния y' от головки зубца для различных значений b/δ . Картина по рис. 209, а может быть воспроизведена посредством электрической модели. Проведенные измерения подтвердили правильность кривых, приведенных на рис. 211.

Распределение индукции в направлении x не всегда подчиняется закону косинуса в соответствии с (684). По этой причине кривые рис. 211 можно применять только для $y' > 0,25b_N$. Практически первый проводник расположен всегда на расстоянии $y' > 0,5b_N$, так что кривые по рис. 211 могут использоваться. Поле, проникающее через пазовое раскрытие, находится в фазе с главным потоком и следует его изменениям.

Поле, возникающее из-за насыщения стали, находится с главным потоком в сложной зависимости. Для каждого значения индукции воздушного зазора необходимо сперва определить индукцию в зубцах, а затем пазовую индукцию. Поэтому пазовая индукция не следует синусоидальному изменению главного потока во

времени, а становится сложной функцией времени, которую можно разложить на ряд гармонических различного порядка ($v = 1; 3; 5$). На рис. 212 показан анализ такой кривой.

Результатирующее пазовое поле при определенной индукции воздушного зазора $B_L = \beta B_1$ и индукции в зубцах B_z определяют

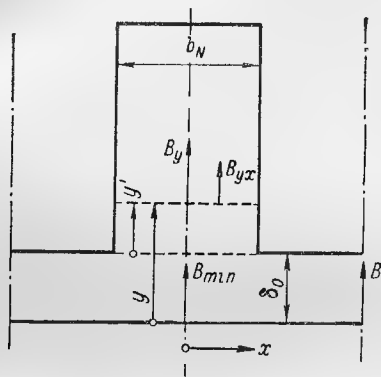


Рис. 210. Система координат для уравнений (681) и (684).

Потери в объемном элементе могут быть рассчитаны по (673). Однако мы представим их в виде потерь от тока. Исходя из урав-

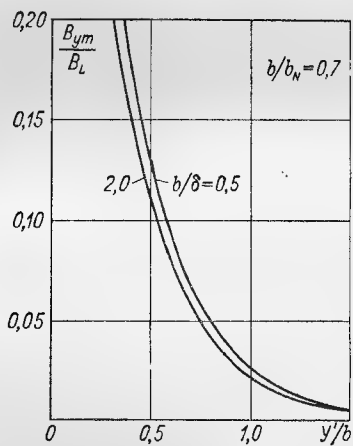


Рис. 211. Средняя величина продольной индукции, вызванной открытием пазов, в зависимости от глубины паза.

путем суммирования индукции B_{Nv} (рис. 212) и индукции B_{ym} (рис. 211). Основная гармоническая B_{N1} имеет ту же фазу, что и B_{ym} , и поэтому их можно арифметически складывать. В результате получается случай уравнения (680) с $\gamma = 0$. Индукция в пазах выражается рядом

$$B_N = (B_{ym} + B_{N1}) \cos \omega t + B_{N3} \cos 3\omega t + B_{N5} \cos 5\omega t + \dots \quad (686)$$

Однако эта индукция уменьшается под влиянием вихревых токов пропорционально коэффициенту k_{sv} .

Потери в объемном элементе могут быть рассчитаны по (673). Однако мы представим их в виде потерь от тока. Исходя из урав-

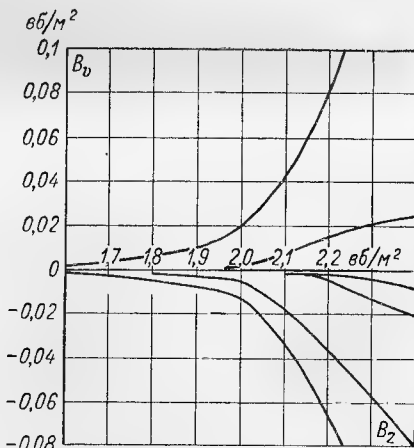


Рис. 212. К анализу продольного поля, вызванного насыщением стали.

нения $V_w = \rho S_0^2$ соответствующая плотность тока для нагретого медного проводника ($\rho = 0,02 \cdot 10^{-6} \text{ ом} \cdot \text{м}$) будет составлять:

$$S_0 \approx 0,64 \cdot 10^8 b \sqrt{\sum_v k_{sv} f_v^2 B_v^2}. \quad (687)$$

В уравнение (687) b должно подставляться в м, f_v — в сек и B_v — в вб/м². Коэффициент реакции k_{sv} дается уравнением (278), причем

$$\xi_v \approx b \sqrt{\pi \mu_0 f_v / \rho}, \quad (688a)$$

если индукция в пазах имеет постоянное распределение вдоль всего паза и общая высота проводников достаточно велика по сравнению с шириной паза. Для практических случаев принято

$$\xi_v = 0,9b \sqrt{\pi \mu_0 f_v / \rho}. \quad (688b)$$

Таблица 35
Коэффициент реакции k_{sv} для различных гармонических

	$b = 0,005 \text{ м}$	1,0	1,5
$v = 1$	1,000	0,975	0,900
3	0,985	0,810	0,500
5	0,960	0,610	0,250
7	0,930	0,540	0,150
9	0,900	0,370	0,100
11	0,860	0,260	0,070

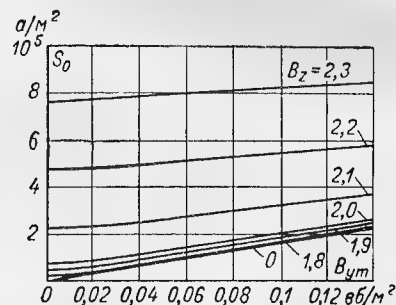


Рис. 213. Эквивалентная плотность тока, соответствующая потерям, вызванным продольным пазовым полем при ширине проводника $b = 0,5 \text{ см}$, в зависимости от поля пазового открития для различных значений в зубцах индукции.

Коэффициент реакции был рассчитан для нагретой меди и различных ширин проводника по (278) и (688b); результаты этого расчета приведены в табл. 35.

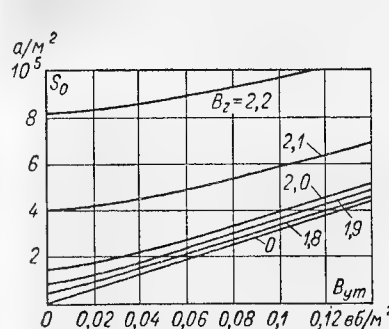


Рис. 214. Как на рис. 213, но для ширины проводника $b = 1,0 \text{ см}$.

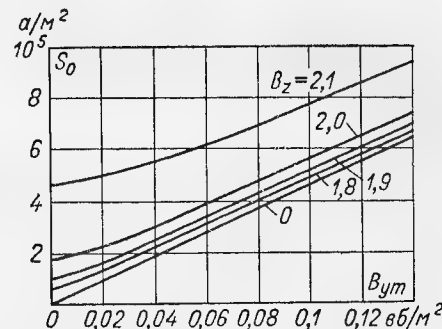


Рис. 215. Как на рис. 213, но для ширины проводника $b = 1,5 \text{ см}$.

Для определенного сорта листовой стали и определенного проводникового материала потери являются функцией индукции в зубцах, индукции воздушного зазора и ширины проводника. На рис. 213—215 показаны плотности тока, соответствующие добавочным потерям по (687), в зависимости от трех упомянутых

величин. Если проникающее через пазовые раскрытия поле невелико и в основном действует только поле, вызванное насыщением стали, то плотность тока считается непосредственно с оси ординат ($B_{ym} = 0$).

Другой граничный случай, когда имеется только поле, проникающее через пазовые раскрытия, изображается нижней прямой, исходящей из начала координат ($B_z = 0$). Далее учтем, что пазовая индукция в большинстве случаев вдоль паза непостоянна, так что потери должны определяться для каждого проводника раздельно. Для проводника, расположенного на расстоянии $0,75b_N$ от головки зубца и имеющего ширину $b = 0,015$ м при $B_1 = B_L = 0,9$ вб/м², $k_c = 1,05$, $b_N/\delta = 1$, получаем значение B_{ym} с помощью рис. 211:

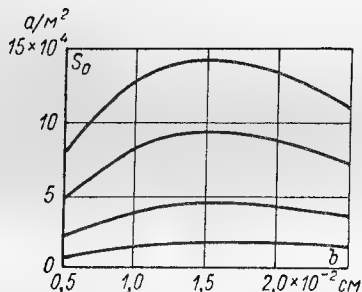


Рис. 216. Эквивалентная плотность тока в зависимости от индукции в зубцах (без учета поля по рис. 209, а).

$$B_{ym} = 1,05 \cdot 0,055 \cdot 0,9 = 0,052 \text{ вб/м}^2.$$

Для этого значения B_{ym} и зубцовой индукции $B_z = 1,9$ вб/м² по рис. 215 находим $S_0 = 3,0 \cdot 10^{-6}$ а/м².

В случае, когда проникающее через пазовое раскрытие поле незначительно, потери являются функцией индукции в зубцах и ширины проводника. На рис. 216 они показаны в зависимости от ширины проводника. Наибольшими потери становятся при

ширине проводника 1,5 см. Поэтому для снижения потерь необходимо подразделение и одновременная транспозиция отдельных проводников. В случае стержня Ребеля это требование выполнено не только для поперечного, но и для продольного потоков.

В случае, когда насыщения стали не происходит и имеется только поле, проникающее через пазовое раскрытие, для плотности тока может быть выведено простое уравнение. Ввиду того, что отношение b_N/δ большого влияния не оказывает (см. кривые на рис. 211), примем его равным единице. Коэффициент реакции для основной гармонической при данной ширине проводника также практически равен единице. При этом средняя величина индукции будет согласно уравнениям (681) и (686) в случае $B_L = B_1$ составлять:

$$B_{ym} \approx \frac{0,81 k_c B_1}{1,12 \cosh(\pi + \pi y/b_N - 2,22)} \approx 0,576 \frac{k_c B_1}{e^{\pi y}}, \quad (689)$$

а плотность тока

$$S_{0y} = 3,7 f B_1 \frac{k_c b}{e^{\pi y/b_N}} \cdot 10^6 \text{ [а/м}^2\text{]}. \quad (690)$$

Плотность тока, которая соответствует потерям всех проводников в пазу с общей высотой H , определяется путем интегрирова-

ния в пределах от $y = y_0$ до бесконечности и выражается уравнением

$$S_{0m} \approx \sqrt{\frac{1}{H} \int_{y_0}^{\infty} S_{0y}^2 dy} = 14,8 k_c f B_1 \frac{b}{e^{\pi y_0/b_N}} \sqrt{\frac{b_N}{H}} \cdot 10^6 \text{ [а/м}^2\text{]}. \quad (691)$$

Для примера $y_0 = 0,75b_N$, $b = 0,01$ м, $k_c = 1,05$, $B_1 = 0,9$ вб/м², $f = 50$ гц и $b_N/H = 1/8$ расчет плотности тока в верхнем проводнике при $y = y_0$ дает:

$$S_{0y} = 37 \cdot 50 \cdot 0,9 \cdot 1,05 \cdot 0,01 / 10,5 \cdot 10^6 = 1,66 \cdot 10^6 \text{ а/м}^2,$$

а средняя плотность тока потерь для всех проводников в пазу составляет

$$S_{0m} = 14,8 \cdot 1,05 \cdot 50 \cdot 0,9 \sqrt{1/8} / 10,5 = 0,235 \cdot 10^6 \text{ а/м}^2.$$

б) Потери в стержне Ребеля, вызванные радиальным полем в лобовом пространстве

Небольшая часть основного потока проходит в лобовом пространстве через стержень и вызывает в нем добавочные потери. Эти потери можно разделить на две части. Первую часть (V'_{0z}) составляют потери от вихревых токов, которые проходят вдоль всего проводника и замыкаются через соединения стержней (соединения между верхними и нижними стержнями). Вторую часть потерь (V''_{0z}) образуют вихревые токи внутри элементарного проводника.

Основную трудность при расчете добавочных потерь на холостом ходу представляет определение поля, сцепленного с проводниками. В качестве исходного пункта возьмем кривую индукции по рис. 104. Эта кривая показывает изменение индукции в плоскости, которая проходит через середину воздушного зазора. При определении потока необходимо еще учесть, что индукция убывает в тангенциальном направлении приблизительно пропорционально $\cos \pi x/l_s$. При этом путем последовательного интегрирования B_x по рис. 104 получаем вспомогательные величины:

$$\int_{l_s} B dl = 2 \int_{l_s/2} B_x \cos \pi x/l_s dx \approx 1,28 B_L; \quad (692a)$$

$$\int_{l_s} B^2 dl = 2 \int_{l_s/2} (B_x \cos \pi x/l_s)^2 dx \approx 0,228 B_L^2, \quad (692b)$$

где B_L является максимальной величиной индукции в воздушном зазоре.

Уравнения (692a) и (692b) справедливы для $A \approx (15 \div 25) \delta$. В прочем же предел интегрирования существенной роли не играет, так как индукция в конце лобовых соединений очень незначительна.

Однако на самом деле катушки расположены не в плоскости, представляющей собой продолжение воздушного зазора, а несколько выше. Поэтому индукция в плоскости катушек будет меньше, чем по кривой на рис. 104. Кроме того, она еще ослабляется вихревыми токами в стали. В противоположность этому, удлиненный ротор (выступающий за торцы статора), а также вал (который в турбогенераторах расположен довольно близко к статорной обмотке) значительно усиливают индукцию. Точно рассчитать влияние этих факторов очень трудно. Поэтому мы предположим, что они взаимно уничтожаются.

Первую часть потерь рассчитаем по формуле E^2/R с $E = \Phi f \cdot 4\pi/2\sqrt{2}$, $\Phi = \Delta \int B dl = 1,2\Delta \delta B_L$ и $R = 2\rho(l_a + l_s)/q_e$ и получим для нее выражение

$$V_{02} = \frac{2mNq_e(1,2B_L\Delta\delta f \cdot 2\pi\sqrt{2})^2}{2(l_a + l_s)\rho} = \frac{28,5mNq_e}{\rho(l_a + l_s)}(\Delta\delta f B_L)^2, \quad (693a)$$

где m — число расположенных друг над другом проводников в одном стержне двухслойной обмотки; Δ — тангенциальное расстояние между смежными проводниками; q_e — сечение отдельного проводника; N — число пазов статора.

Вторую часть потерь рассчитываем по (394a) при $B^2v = 2mNq_e \int B^2 dl$ и получаем для нее выражение

$$V_{02}'' \approx \frac{4}{3\rho} \left(bf \frac{\pi}{2\sqrt{2}} \right)^2 q_e \cdot 0,22\delta B_L \cdot 2mN = 0,72mN \frac{\delta q_e}{\rho} (bf B_L)^2, \quad (693b)$$

где b — ширина отдельного проводника в тангенциальном направлении. Все размеры должны подставляться в m , индукция — в $вб/м^2$, а ρ — в $ом \cdot м$.

В турбогенераторах нормальной конструкции рассмотренные добавочные потери незначительны, и ими можно пренебречь.

3. ДОБАВОЧНЫЕ ПОТЕРИ В АКТИВНОЙ СТАЛИ, ЗАВИСЯЩИЕ ОТ ТОКА

Поверхностные и пульсационные потери в зубцах зависят как от напряжения, так и от тока. Потери, зависящие от напряжения, мы уже разбирали при рассмотрении потерь в стали в гл. 7. Поверхностные и пульсационные потери в зубцах, зависящие от тока, возникают вследствие зубцовых гармонических н. с. в противоположной части машины.

Поверхностные потери вследствие н. с. в пазах могут быть рассчитаны по (424) и (428) при подстановке в них соответствующего значения индукции. Дополнительное поле, вызываемое н. с. в пазах, имеет пилообразный характер (рис. 217). При бесконечно

малом пазовом раскрытии максимальная величина дополнительной индукции составляет:

$$B' = \mu_0 \sqrt{2} \theta_N / 2\delta, \quad (694)$$

где θ_N — полный ток в пазу, a .

Под влиянием пазового раскрытия поле получает скос, который простоты ради принимаем за линейный (жирная линия на рис. 217). Основная гармоническая этой кривой [см. (325)] составляет:

$$B_{v(1)} = B' \frac{2}{\pi} \cdot \frac{\sin \pi S' / \tau_z}{\pi S' / \tau_z} = \frac{2}{\pi} \zeta_{N1} B'. \quad (695)$$

По отношению к главному потоку эта гармоническая является высшей порядка $v = N/p$.

Далее следует учесть, что нормальная составляющая индукции при прохождении через воздушный зазор испытывает k_δ -кратное уменьшение, так как часть потока отклоняется вдоль воздушного зазора. Нормальная составляющая индукции на противоположной массивной части машины

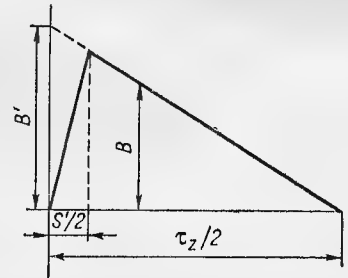


Рис. 217. Дополнительное поле, вызванное н. с. в пазу.

$$B_u = \frac{2}{\pi} \zeta_{N1} k_\delta B' = \frac{\mu_0 \sqrt{2} \theta_N}{\pi \delta} \cdot \frac{\sin \pi S' / \tau_z}{\pi S' / \tau_z} \cdot \frac{\pi v \delta / \tau}{\sinh \pi v \delta / \tau}. \quad (696)$$

Высшие гармонические пилообразной кривой вносят лишь очень незначительную долю в потери, так как их величина очень быстро убывает с порядковым числом гармонической. Потери можно определить путем разложения пилообразной кривой с целым полюсным делением. В этом случае получаются две основные гармонические порядка $v = N/p \pm 1$ с амплитудой, равной приблизительно половине величины по (695). Средняя величина потерь равна примерно половине потерь по (424), а именно $0,5^2 + 0,5^2 = 0,5$, и совпадает, таким образом, со средней величиной, которую мы подставляли в (428).

Индукция поля высших гармонических, вызванного н. с. в пазах, при $\delta/\tau = 0,02$, $S' = 1,6 \cdot 1,5 = 2,4$, $\delta = 1 \cdot 10^{-2} м$, $v = 144 \times 8,33 = 1200$, $\theta_N = 1400 а$, $k_\delta = 0,68$ и $\zeta_N = 0,39$ будет по (696) составлять $B_u = \frac{\mu_0 \sqrt{2} \cdot 1400}{\pi \cdot 0,01} \cdot 0,39 \cdot 0,68 = 0,021 вб/м^2$. Потери при этом равны $V_o = 10,8 \cdot 10^3 (1200)^{1,5} (0,035 \cdot 0,021)^2 = 244 вт/м^2$.

Равным образом пульсация индукции в зубцах возникает не только под влиянием пазового раскрытия, но и вследствие н. с. в пазах противоположной части машины. Мы уже видели, что н. с. в пазах, например статора, вызывает поле с числом пар

полюсов pN_1 , частотой $nN_1/60$ гц и амплитудой $B_{v(1)}$ [см. (695)].
Нижеследующая часть этого поля

$$\Phi_{vz2} = 2 \int_0^{(\tau_{z2} - S_2)/2} B_{v(1)} k_{\delta v} \cos 2\pi x / \tau_{z1} dx = \frac{\tau_{z1}}{\pi} B_{v(1)} \sin \frac{\pi(\tau_{z2} - S_2)}{\tau_{z1}} \quad (697)$$

проходит через зубец ротора. При средней ширине зубца b_{z2} возникает индукция с временной максимальной величиной

$$B_{p2} = \Phi_{vz2}/2 = \frac{\mu_0 \sqrt{2} N_1 \tau_{z1}}{\pi^2 \delta b_{z2}} \zeta_{N1} k_{\delta v} \sin \frac{\pi(\tau_{z2} - S_2)}{\tau_{z1}}. \quad (698)$$

При этом пульсационные потери в зубцах будут по (431), с 50%-ной прибавкой из-за несинусоидального изменения индукции и с учетом средней квадратичной величины вдоль полюсного деления, составлять:

$$V_{p2} = \frac{1,5}{2} \sigma \left(\frac{nNB_{p2}}{50} \right)^2 [\text{вт/кг}]. \quad (699)$$

Пульсационные потери в зубцах статора могут быть определены по (699), если индексы 1 и 2 поменять местами.

4. СНИЖЕНИЕ ДОБАВОЧНЫХ ПОТЕРЬ В ЛОБОВОМ ПРОСТРАНСТВЕ ПРИБЛИЖЕННО ЭКРАНАМИ

Добавочные потери в лобовом пространстве крупных турбогенераторов достигают значительных величин, и поэтому их стремятся уменьшить посредством различных мероприятий. Ввиду того, что часть потерь возникает в массивных нажимных плитах, некоторые фирмы предусматривают между обмоткой и пакетом активной стали медные демпфирующие экраны (рис. 218). Вихревые токи в экранах уменьшают поле рассеяния, а вместе с тем и потери от вихревых токов в нажимных плитах. Чтобы добиться снижения потерь, демпфирующие экраны должны иметь, как будет показано ниже, достаточно большую толщину.

Для того чтобы был возможен расчет, необходимо упростить характер распределения поля рассеяния. Предположим, что сцепленный с экраном поток убывает в аксиальном направлении линейно. В конце вылета обмотки (одновременно в конце экрана) поле равно нулю. Если представить себе оба слоя обмотки, которые проводят ток в аксиальном направлении, в виде токовывещающей пластины высотой h (равной высоте демпфирующего экрана), то поле в лобовой части можно свести к полю в пазу (рис. 219). В этом воображаемом пазу расположены два стержня большой высоты, один из которых представляет собой демпфирующий экран 2, а другой — обмотку в целом 1. В то время как высота h обеих этих пластин и ширина b экрана являются действительными величинами, ширина «обмоточной пластины» b_w и ши-

рина паза b_N являются фиктивными величинами. Как будет показано ниже, последние рассчитываются по потерям в обмотке и индуктивности рассеяния. В действительности не все поле рассеяния сопряжено с обеими пластинами. Это обстоятельство учитываем в эквивалентном пазу тем, что не доводим пластины до пазового раскрытия. Однако поток над пластинами никакого влияния на вихревые токи в экране не оказывает.

Вихревые токи распределяются в экране 2 так же, как в высоком стержне шириной b и высотой h . То же самое справедливо и для распределения напряженности поля (рис. 219). Снижение индуктивности рассеяния определяется коэффициентом K_B по

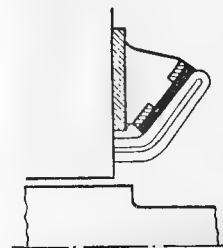


Рис. 218. Демпфирующий экран для снижения добавочных потерь в лобовом пространстве.

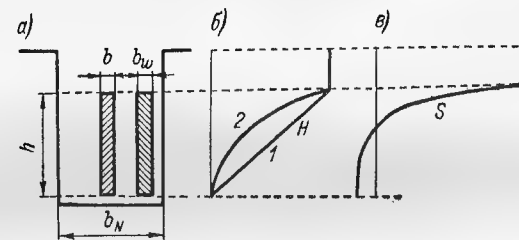


Рис. 219. Эквивалентная схема для обмотки и демпфирующего экрана.

(593б). Добавочные потери в демпфирующем экране также могут быть рассчитаны с помощью коэффициента K_w по (593а), однако при этом необходимо учесть то обстоятельство, что экран 2 не несет рабочего тока. Сумма мгновенных значений вихревых токов по рис. 219 должна быть равна нулю. Если R_d — электрическое сопротивление экрана 2 и J — полный ток в «пластине» 1, то добавочные потери в демпфирующем экране 2 будут составлять:

$$V_d = R_d J^2 (K_w - 1), \quad (700a)$$

или, если их отнести к потерям $V_s = R_s J^2$ в лобовой части обмотки, то

$$V_d = V_s (\alpha h - 1) b_w / b. \quad (700б)$$

С увеличением ширины экрана коэффициент снижения реактивного сопротивления уменьшается. Однако характер изменения потерь является более сложным. При малых величинах ширины экрана добавочные потери составляют:

$$V_d \approx \text{const} (b/b_N), \quad (701a)$$

т. е. повышаются с увеличением толщины экрана. При больших значениях ширины экрана добавочные потери

$$V_d \approx \text{const} \sqrt{b_N/b}, \quad (701б)$$

т. е. уменьшаются.

Зависимость потерь от ширины экрана показана на рис. 220. Для того чтобы путем применения демпфирующего экрана уменьшить добавочные потери в нажимных плитах и других массивных деталях, необходимо выбрать достаточно большую толщину экрана. Потери, уже имеющие место в массивных конструктивных деталях, соответствуют фиктивной пластине с определенной шириной b' . Поэтому ширина демпфирующего экрана b должна быть настолько велика, чтобы потери в пластине шириной $b' + b$ были меньше первоначальных потерь в пластине шириной b' . Если ширина экрана b выбирается недостаточно большой, то добавочные по-

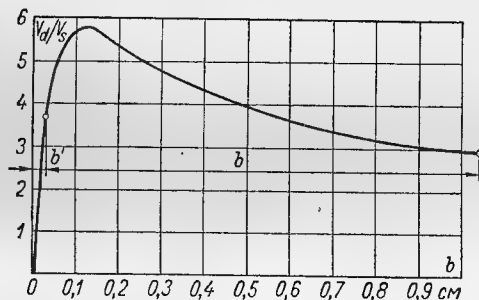


Рис. 220. Добавочные потери в лобовом пространстве, в зависимости от ширины (толщины) демпфирующего экрана.

В рассматриваемом эквивалентном пазу поле рассеяния возбуждается синусоидально распределенной в тангенциальном направлении н. с. $\frac{1}{2}\theta_a = \sqrt{2}m\omega\xi J/\pi p$. Поле рассеяния под одним полюсным делением составляет:

$$\Phi_S = 2\mu_0 \frac{2}{\pi} \tau \lambda_N \frac{\theta_a}{2} = 0,8\tau\lambda_N\theta_a \cdot 10^{-6} \text{ [сб]}, \quad (703a)$$

а э. д. с. рассеяния

$$E_S = \frac{4\pi}{2\sqrt{2}} \omega\xi f \Phi_S. \quad (703b)$$

Из (702) и (703) получается:

$$\lambda_N = \lambda_S \frac{l_S}{\tau} \cdot \frac{\pi^2}{2m\xi^2}, \quad (704)$$

где l_S — односторонняя длина лобовой части обмотки. Если предположить, что только k -я часть этой величины проводимости связана с демпфирующим экраном, то фиктивная ширина паза будет составлять:

$$b_N = \frac{h}{3k\lambda_N}. \quad (705)$$

Фиктивная ширина стержня b_W определяется по действительным потерям обмотки $mJ^2 \cdot 2l_S\rho\omega/q_W$ и в рассматриваемой эквивалентной модели $2 \cdot 2\pi\tau(\theta_a/2)^2 b_W n$, где m — число фаз и q_W — сечение меди. Вследствие равенства обоих выражений получаем:

$$b_W = \frac{\tau}{l_S} \cdot \frac{q_W}{h} \cdot \frac{2m\xi^2}{\pi^2 p}. \quad (706)$$

В заключение рассмотрим принятые выше допущения. Первое допущение относительно прямолинейного характера изменения поля рассеяния в районе обмотки существенных погрешностей не вызывает. В противоположность этому, предположение о том, что поле направлено перпендикулярно обмотке и демпфирующему экрану, может вызывать сомнение. Дело в том, что вихревые токи в экране вынуждают поле огибать экран. Увеличение расстояния между обмоткой и экраном благоприятствует этому явлению, вследствие чего уменьшается образование вихревых токов в экране. Это явление можно очень просто учитывать путем предположения, что с экраном сцеплен меньший поток. Мы считаем, что эта часть поля составляет от $1/3$ до $2/3$ полного поля рассеяния.

Пример. Общая высота катушки в лобовом пространстве равна 0,32 м. Выберем высоту демпфирующего экрана $h = 0,32$ м. При длине лобовых соединений $l_S = 2,21$ м, полюсном делении $\tau = 1,33$ м, сечении меди $q_W = 15 \cdot 10^{-4}$ м², числе витков $\omega = 8$, $\xi = 0,828$, числе фаз $m = 3$ и числе пар полюсов $p = 2$ фиктивная ширина обмотки по (706) составляет:

$$b_W = \frac{1,33 \cdot 0,15 \cdot 10^{-4}}{2,21 \cdot 0,32} \cdot \frac{2 \cdot 3 \cdot 8 \cdot 0,828^2}{2\pi^2} = 0,0047 \text{ м.}$$

Коэффициент проводимости эквивалентной модели равен согласно (704) при $\lambda_S = 0,28$:

$$\lambda_N = 0,28 \frac{2,21}{1,33} \cdot \frac{\pi^2}{6 \cdot 0,828^2} = 1,12.$$

Если предположить, что с демпфирующим экраном сцеплена только $1/2$ поля рассеяния ($k = 0,5$), то фиктивная ширина паза по (705) будет:

$$b_N = \frac{0,32}{3 \cdot 0,5 \cdot 1,12} = 0,191 \text{ м.}$$

Выберем ширину медного демпфирующего экрана равной $b = 0,01$ м и получим по (592a) и (629б):

$$\alpha = 2\pi \sqrt{\frac{0,01 \cdot 50 \cdot 10^{-7}}{0,191 \cdot 0,02 \cdot 10^{-6}}} = 22,7 \text{ и } K_B = \frac{3}{2 \cdot 0,227 \cdot 32} = 0,207.$$

Лобовое рассеяние уменьшается до $0,5 + 0,5 \cdot 0,613$ -кратной величины. Если учесть также и остальное рассеяние, которое приблизительно в четыре раза больше лобового, то уменьшение рассеяния в целом будет приблизительно

$$\frac{0,613 + 4}{5} = 0,92\text{-кратным.}$$

Зависимость потерь в нажимной плите от ее ширины представлена на рис. 220. При $b = 0,01$ м потери примерно в 2,9 раза больше, чем потери в лобовой части

обмотки. Эти потери в лобовой части при нагрузке 33 Мва; $R_W = 0,0012 \text{ ом}$, $U = 5000 \text{ в}$ и $J = 3800 \text{ а}$ составляют:

$$V_S = 3 \cdot 3800^2 \cdot 0,0012 \cdot 1,2 \frac{222}{641} = 21\,500 \text{ вт.}$$

Таким образом, потери в демпфирующем экране будут равны $21,5 \cdot 2,9 = 62,5 \text{ квт}$. Добавочные потери в лобовом пространстве машины без экрана считаем равными 0,5% кажущейся мощности (33 Мва), т. е. 165 квт. Если предположить, что демпфирующий экран уменьшает только наполовину эти потери, то добавочные потери в машине с экраном будут равны $82,5 + 62,5 = 145 \text{ квт}$.

5. ПОТЕРИ ОТ ВИХРЕВЫХ ТОКОВ В ТОНКОЙ ПЛАСТИНЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПЕРЕМЕННОГО ПОЛЯ

Очень часто добавочные потери возникают вследствие того, что по конструктивным причинам в переменном поле приходится располагать проводящую пластину. Если эта пластина настолько тонка, что реакцией вихревых токов на главное поле можно пренебречь, то расчет потерь от вихревых токов достаточно прост.

Если B — максимальная величина синусоидальной индукции, а ρ — электрическое сопротивление пластины, то для плотности тока справедливо уравнение

$$\rho \partial S / \partial x = \partial B / \partial t = \omega B, \quad (707)$$

откуда следует:

$$S = \frac{\omega}{\rho} \int B dx. \quad (708)$$

Для определения плотности тока должно быть известно распределение нормальной составляющей индукции. Постоянную интегрирования можно определить из условия

$$\int_{x_1}^{x_2} S dx = 0.$$

Обозначим через $b = x_1 - x_2$ ширину пластины, а через Δ ее толщину, тогда потери при достаточной длине пластины l будут составлять:

$$V = l \Delta \rho \int_{x_1}^{x_2} S^2 dx = lb \Delta V_0 \Phi(x_1, x_2) [\text{вт}], \quad (709)$$

где $V_0 = \omega^2 b^2 B_0^2 / \rho$ [вт/м³] — удельные потери при расчетной индукции B_0 , а $\Phi(x_1, x_2)$ — функция, которая учитывает распределение индукции.

Применим (708) и (709) к некоторым примерам.

В первом примере предположим постоянную индукцию $B = B_0 = \text{const}$ и получим:

$$S = \frac{\omega B_0}{\rho} \left(x - \frac{b}{2} \right) \text{ и } \Phi(x_1, x_2) = 1/12 = 0,0833. \quad (710a, б)$$

Во втором примере предположим линейно возрастающую индукцию $B = B_0 x / b$; в этом случае получаем:

$$S = \frac{\omega B_0}{b \rho} \left(\frac{x^2}{2} - \frac{b^2}{6} \right) \text{ и } \Phi(x_1, x_2) = 1/45 = 0,0222. \quad (711a, б)$$

Наконец, возьмем изменение индукции в лобовом пространстве машины по (243):

$$B = B_L \delta / \pi x = B_0 x_1 / x;$$

при этом

$$S = \frac{\omega B_0 x_1}{\rho} \left[\ln x + 1 + \frac{x_2 \ln x_2 - x_1 \ln x_1}{x_2 - x_1} \right]; \quad (712a)$$

$$\Phi(x_1, x_2) = \left(\frac{x_1}{b} \right)^2 \left[1 - \frac{x_1 x_2}{b^2} \left(\ln \frac{x_2}{x_1} \right)^2 \right]. \quad (712б)$$

При $x_2/x_1 = 3$ будет $\Phi(x_1/x_2) = 0,0106$. Уравнения (710) — (712) дают потери в ваттах для длины пластины при ее ширине 1 см. При этом предполагается, что индукция в направлении ширины постоянна. При большой ширине пластина может располагаться под несколькими полюсами. В таком случае индукция изменяется в этом направлении синусоидально и средние потери снижаются до половины максимальных потерь при индукции B .

Если индукция следует закону косинуса, т. е. если $B = B_0 \cos vx$, то плотность тока

$$S = \frac{\omega B_0}{\rho} \left[\sin vx_2 + \frac{\cos vx_2 - \cos vx_1}{v(x_2 - x_1)} \right]. \quad (713)$$

Некоторые значения пределов x_1 и x_2 представляют особый интерес. Если ширина пластины очень велика, то можно предположить, что эта длина содержит в себе целое число периодов и для пределов можно принять следующие значения: $vx_1 = 0$ и $vx_2 = 2\pi$. При этом получается:

$$S = \frac{\omega B_0 b}{2\rho} \sin \frac{2\pi x}{b} \text{ и } \Phi(x_1, x_2) = \frac{1}{8\pi^2} = 0,0126. \quad (713a, б)$$

В другом случае, когда индукция состоит лишь из $1/4$ волны, т. е. $x_1 = 0$ и $x_2 = \pi/2$, получим:

$$S = \frac{\omega B_0}{\pi \rho} \left(\sin \frac{\pi x}{2b} - 2/\pi \right) \text{ и } \Phi(x_1, x_2) = \frac{2}{\pi} \left(1 - \frac{8}{\pi^2} \right) = 0,038. \quad (713в, г)$$

6. СУММАРНЫЕ ДОБАВОЧНЫЕ ПОТЕРИ В СИНХРОННЫХ МАШИНАХ С ЯВНОВЫРАЖЕННЫМИ ПОЛЮСАМИ

Очень большое значение имеет определение добавочных потерь синхронных машин, так как в них обычно потери достаточно велики. Эти потери могут изменяться во время испытаний

при коротком замыкании; они пропорциональны квадрату тока. Добавочные потери возникают как в статоре, так и в роторе, они состоят главным образом из поверхностных потерь и в меньшей мере из пульсационных потерь. В статоре поле основной частоты вызывает потери в различных массивных деталях. В роторе, напротив, причиной потерь являются поля высших гармонических, так как поле основной частоты в симметричном режиме относительно ротора неподвижно.

Добавочные потери в статоре трудно поддаются расчету. Поэтому вначале рассмотрим законы пропорциональности для этих потерь и затем сравним их с измеренными потерями.

Намагничивающая сила лобовой части пропорциональна произведению $A\tau$, размеры бандажных колец обмотки и нажимных плит, а также длина магнитных линий пропорциональны полюсному делению τ . Поэтому индукция в лобовом пространстве $B \sim A\tau/\tau \sim A$, т. е. пропорциональна линейной токовой нагрузке. Стальные поверхности, в которых возникают потери, пропорциональны произведению длины бандажных колец и диаметра расточки, т. е. $O \sim \pi D\tau \sim p\tau^2$. Если далее учесть, что поверхностные потери пропорциональны частоте в степени 1,5, то добавочные потери в статоре будут составлять, с пока что неизвестной постоянной, следующую величину:

$$V_1 = C_1 f^{1,5} A^2 \tau^2 p. \quad (714)$$

Поверхностные потери ротора, вызванные полями высших гармонических статора, рассчитываются по (295) с учетом частоты, числа полюсов и полюсного деления высших гармонических. Здесь мы имеем:

$$p_v = \nu p; \tau_v = \tau/\nu; v_v \approx v_1 \text{ и } f_v = f_1 (v \pm 1) \approx v f_1.$$

Далее, для $\tau < 0,7$ м и $v > 5$ можно принять коэффициент $\chi = 1$. Амплитуда индукции составляет:

$$B_v = \frac{\mu_0 V \sqrt{2}}{v \pi \delta / \tau} \xi_v \zeta_{Nv} k_{\delta v} A, \quad (715)$$

где ζ_{Nv} — коэффициент пазового раскрытия по (325); $k_{\delta v}$ — коэффициент воздушного зазора по (238); ξ_v — обмоточный коэффициент по (332). При этом поверхностные потери в роторе, с учетом того, что полюсные башмаки соответствуют приблизительно $2/3$ поверхности расточки статора, составляют:

$$V_2 \approx 2,15 \cdot 10^{10} p \tau^3 l (\tau/\delta)^2 A^2 \frac{f^{1,5}}{\sqrt{\rho_{Fe} \mu_r}} \sum_{v=5}^{\infty} \frac{\xi_v^2 \zeta_{Nv}^2 k_{\delta v}^2}{v^{2,5}}. \quad (716)$$

Суммарное выражение зависит главным образом от отношения пазового раскрытия к зубцовому делению (коэффициент ζ_{Nv}), от числа пазов на полюс и фазу q , а также в известной мере —

от отношения длины воздушного зазора к полюсному делению (коэффициент $k_{\delta v}$). Однако последняя величина играет довольно незначительную роль, так что можно принять $\delta/\tau = 0,02 = \text{const}$. В равной мере в большинстве практических случаев $S/\tau_z \approx 0,3$, вследствие чего суммарное выражение является функцией числа пазов на полюс и фазу q . Если сравнить эти расчетные величины с измеренными (что автор производил на сотнях машин), то оказывается, что измеренные потери в роторе приблизительно вдвое больше расчетных, но зависимость потерь от числа q в обоих случаях имеет одинаковый характер. Следовательно, в роторе возникают и другие потери, которые, однако, носят в точности такой же характер, как поверхностные потери, и поэтому измеряются вместе с ними. Потери в роторе зависят еще и от укорочения шага обмотки, что учитывается посредством коэффициента κ .

Суммарные добавочные потери машины составляют:

$$V_z = V_1 + V_2 = p \left(\frac{f}{50} \right)^{1,5} \left(\frac{\tau A}{100} \right)^2 \left[K_1 + K_2 \left(\frac{\tau}{100\delta} \right)^2 \tau l \kappa(q) \right] [\text{см}]. \quad (717)$$

Постоянные K_1 , K_2 и функции $\kappa(W/\tau)$, а также $\varphi(q)$ рассчитывать не будем и возьмем их по данным испытаний. Выражение в квадратных скобках в (717) состоит из составляющей, не зависящей от длины машины, и составляющей, пропорциональной длине машины. Это дает возможность подразделить составляющие и определить постоянные K_1 и K_2 и постоянную функцию $\psi(q, W/\tau)$. Хотя результаты испытаний подвержены большому разбросу, все же удается найти средние значения. 75% машин с массивными полюсами без демпферных обмоток и приблизительно 70% машин с шихтованными полюсами с демпферными обмотками показали отклонения порядка $\pm 20\%$. Плохое совпадение результатов у машин последнего типа объясняется различиями конструктивного исполнения демпферных обмоток.

Были установлены следующие результаты измерений:

При двухъярусных обмотках	...	$K_1 = 1,8 \cdot 10^{-2} \text{ ом/сек}^{-1,5}$
» двухслойных обмотках	...	$K_2 = 1,6 \cdot 10^{-2} \text{ ом/сек}^{-1,5}$
При массивных полюсах без укорочения шага ($\kappa=1$)		При шихтованных полюсах с демпферной обмоткой и $W=5/6 \tau$
$q=2$	$K_2 \varphi(q) = 2,34 \text{ ом/сек}^{-1,5} \cdot \text{м}^2$	$\kappa K_2 \varphi(q) = 0,60 \text{ ом/сек}^{-1,5} \cdot \text{м}^2$
3	1,14 »	0,42 »
4	0,82 »	0,34 »
5	0,68 »	0,28 »
7	0,62 »	0,26 »

При обработке результатов испытаний было принято $\rho_{Fe} = 0,1 \cdot 10^{-6} \text{ ом} \cdot \text{м}$ и $\mu_r = 3000$. Хотя обмотки с дробным числом пазов на полюс и фазу теоретически должны были дать иные значения функции $K_2 \varphi(q)$, чем обмотки с целым числом пазов

на полюс и фазу, значения $K_2 \Phi(q)$ обмотки с дробным числом пазов приходится на интервал между близко примыкающими друг к другу значениями для обмотки с целым числом пазов. Поэтому приведенные выше значения можно использовать для интерполяции.

Влияние укорочения шага κ показывают кривые на рис. 221. Эти кривые построены по расчетным данным. Измеренные значения близко совпадают с расчетными. Лишь при шаге обмотки $W = \frac{5}{6}\tau$, когда κ имеет почти наименьшее значение, при измерениях наблюдались более крупные значения κ , чем расчетные. Поэтому рекомендуется увеличивать наименьшие значения κ на 20—100%. Меньший из этих коэффициентов относится к малым значениям q , а больший — к большим значениям q . Необходимость такого увеличения объясняется наличием высших гармонических, которые в расчете не учитываются и на которые укорочение шага оказывает лишь незначительное влияние.

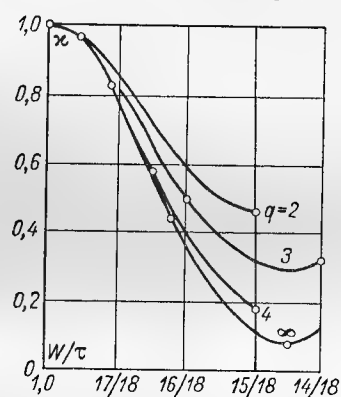


Рис. 221. Влияние укорочения шага на добавочные потери в роторе синхронной машины.

и статора еще большим разбросом, чем у явнополюсных машин. Мы можем привести для них лишь ориентировочные значения, а именно

$$K_1 \approx (2 \div 4) \cdot 10^{-2} \text{ ом/сек}^{-1.5} \text{ и } \kappa K_2 \approx (0,03 \div 0,008) \text{ ом/сек}^{-1.5} \cdot \text{м}^2.$$

7. ДОБАВОЧНЫЕ ПОТЕРИ В АСИНХРОННЫХ МАШИНАХ

Сорок лет тому назад было замечено, что в асинхронных машинах наряду с известными потерями, которые устанавливаются как расчетом, так и измерениями, возникают и такие потери, причина которых неизвестна. Эти потери называли добавочными. Путем измерений установили, что их величина составляет приблизительно 0,5% потребляемой мощности. Данная величина была введена также в Правила для оценки и испытания электрических машин (РЕМ) и должна была учитываться при определении к. п. д. Ввиду того, что определять добавочные потери путем обычных испытаний на холостом ходу и при коротком замыкании невозможно и что они требуют специальных, очень тщательных измерений, от их определения во время технических испытаний отказались, и указанная величина (0,5%) была принята для всех машин. Предполагалось, что эти потери возникают в различных массивных деталях, как, например, нажимных плитах, бандажах и т. д.

С течением времени использование машин возросло, а вместе с тем повысились и добавочные потери. Испытания, проводившиеся приблизительно пятнадцать лет тому назад, показали, что они составляют от 1 до 5% потребляемой мощности и проявляются как в снижении к. п. д., так и в усилении нагрева.

Непосредственным поводом для более глубокого исследования добавочных потерь послужил в первую очередь повышенный нагрев. Особенно значительны добавочные потери и в закрытых электродвигателях с наружным охлаждением. Далее было установлено, что очень высокие добавочные потери возникают в короткозамкнутых двигателях. В то время как у двигателей с контактными кольцами они составляют в среднем 0,5%, у короткозамкнутых двигателей они равны в среднем 1—2% и могут в наиболее неблагоприятных случаях достигать 5% от подводимой мощности.

Путем измерений установлено, что в основном добавочные потери возникают в короткозамкнутой клетке. Поэтому начали тщательно исследовать все побочные явления, возникающие в ней. Согласно новейшим представлениям причиной добавочных потерь служат поля высших гармонических и вызываемые ими токи.

Уже давно установлено, что добавочные потери пропорциональны квадрату тока. Если нанести их на график в зависимости от квадрата тока или на график, у которого ось абсцисс имеет логарифмическую шкалу, то получится прямая. Нулевое значение потерь совпадает с током намагничивания, так как добавочные потери содержатся вследствие наличия тока намагничивания уже в потерях холостого хода. Ввиду этого прямые потерь, которые строятся по данным измерений в схемах соединения звездой и треугольником, смещены относительно друг друга по оси абсцисс на величину $J_{\mu\Delta} - J_{\mu\gamma}$. В противоположность этому, зависимость их от напряжения незначительна.

При всех экспериментальных исследованиях добавочных потерь можно наблюдать сильную зависимость нагрева статорной обмотки от потерь. Незначительное само по себе снижение добавочных потерь путем уменьшения числа пазов или изоляции стержней короткозамкнутой клетки от пакета стали приводит к существенному уменьшению нагрева обмотки. Это можно объяснить примерно следующим образом. Добавочные потери состоят из двух частей, на одну из которых упомянутые меры оказывают лишь незначительное влияние, в то время как другая часть зависит от них в большой степени. Первая часть потерь возникает в частях машины, которые удалены от статорной обмотки на большое расстояние, в то время, как вторая часть потерь образуется, очевидно, в непосредственной близости от обмотки. Таким образом, предположение о том, что источником этих потерь является короткозамкнутая клетка, подтверждается данными наблюдений.

Возможность снижения добавочных потерь путем изоляции стержней короткозамкнутой клетки и связанное с этим уменьшение нагрева обмотки побудили многие электромашиностроительные

заводы выпускать электродвигатели с изолированными стержнями. Однако двигатель с короткозамкнутым ротором теряет вследствие этого свои основные преимущества и начинает уступать электродвигателю с контактными кольцами.

Другие машиностроительные заводы изготавливают короткозамкнутые двигатели без изоляции. Добавочные потери снижаются в большей или меньшей мере путем выбора уменьшенного числа пазов, жесткого крепления стержней в пазах, а также более низкой нагрузки током (линейной токовой нагрузки A). Для того чтобы уменьшить нагрев статорной обмотки под действием добавочных потерь, размеры машины выбираются с некоторым избытком, предусматривается более интенсивное охлаждение и короткозамкнутую обмотку размещают дальше от статорной обмотки, т. е. укладывают в глубокие пазы.

Подавляющее большинство выполненных до сих пор электродвигателей не имеет изоляции, и тем не менее эти двигатели хорошо зарекомендовали себя в эксплуатации. Двигатели с очень большими добавочными потерями или паразитными вращающими моментами, препятствующими пуску, встречаются редко.

Обеспечивает ли изоляция стержней действительно какое-либо существенное улучшение, в настоящее время еще сказать трудно.

Глубокое исследование возникновения добавочных токов между стержнями через пакет стали или, как мы их будем называть — поперечных токов, было осуществлено Росмайером (Rossmayer). Полученные им результаты, например, относительно влияния укорочения шага статорной обмотки не полностью согласуются с практическими наблюдениями. Интересно также и то, что свое первоначальное мнение, направленное против изоляции стержней короткозамкнутой клетки, он впоследствии изменил [153], и для крупных быстроходных машин им рекомендуется изоляция окисью алюминия. Однако в его последней работе отсутствуют конкретные численные данные, которые особенно важны как раз для крупных электродвигателей.

Измерение добавочных токов и потерь в особенности на крупных двигателях весьма затруднительно. До сих пор единственным методом для этой цели является привод против вращающегося поля.

Обозначим через J_{sv} ток стержня (a) и через J_{qv} поперечный ток (a/cm) между двумя соседними стержнями, вызванный статорным полем v -го порядка. Далее обозначим через

$$Z_{lv} = R_{sv} + j(X_{2\sigma v} + X_{2hv})f_v/f_1 \quad (718)$$

кажущееся продольное сопротивление стержня, через

$$Z_{qv} = \frac{Z_q}{(2 \sin v\alpha/2)^2} \quad (719)$$

кажущееся поперечное сопротивление стержня (Z_q — кажущееся сопротивление между двумя соседними стержнями) и через

$$R_{Rv} = \frac{R_R}{(2 \sin v\alpha/2)^2} \quad (720)$$

сопротивление кольца [см. (566)]. Как ток стержня, так и поперечный ток изменяются в аксиальном направлении, имея ось симметрии в середине пакета стали; эту точку обозначим через $x = 0$.

В случае нескошенного паза оба эти тока в точке x выражаются уравнениями (для сокращения записи $\kappa = Z_{lv}/Z_{qv}$):

$$J_{sv} = \frac{J'_{1v} X_{2hv} f_v / f_1}{Z_{lv}} \left[1 - \frac{R_{Rv} \cosh \sqrt{\kappa} x / l}{Z_{qv} \sqrt{\kappa} \sinh \sqrt{\kappa} l / 2 + R_{Rv} \cosh \sqrt{\kappa} l / 2} \right]; \quad (721)$$

$$J_{qv} = \frac{J'_{1v} X_{2hv} f_v / f_1}{2l Z_{lv} \sin v\alpha/2} \times \frac{R_{Rv} \sqrt{\kappa} \sinh \sqrt{\kappa} x / l}{Z_{qv} \sqrt{\kappa} \sinh \sqrt{\kappa} l / 2 + R_{Rv} \cosh \sqrt{\kappa} l / 2}, \quad (722)$$

где J'_{1v} — приведенный к ротору ток статора [см. (362)].

Ток стержня уменьшается с удалением от середины пакета стали, а поперечный ток, напротив, усиливается. Ток стержня по (721) может быть выражен двумя составляющими, а именно током, независимым от расстояния x , и током, возрастающим с расстоянием x . Последний назовем добавочным током, так как он возникает вследствие отсутствия изоляции стержней. Как при $R_{Rv} = 0$, так и при $Z_{qv} = \infty$ (изоляция стержней) добавочный ток в стержнях, так же как и поперечный ток, исчезает. При этом следует учесть, что случай $Z_{qv} = \infty$ имеет место не только при наличии изоляции, но и при некоторых высших гармонических ($v = N_2/p$ или кратное ему). Для этих высших гармонических $\xi_{1v} = 0$, а следовательно, и $J_{sv} = J_{qv} = 0$.

Поперечный ток в середине пакета активной стали ($x = 0$) всегда равен нулю и изменяет свое направление при прохождении через эту точку.

Для случая $R_{Rv} = 1$, $Z_{lv} = 10$ и $Z_{qv} = 0,1$; 1 и 10 значения поперечного тока вдоль пакета представлены на рис. 222. На кромке пакета при $x = \pm l/2$ величина тока зависит от полного поперечного сопротивления Z_{qv} . При $Z_{qv} = \infty$ (изоляция) поперечный ток равен $J_{qv} = 0$, а при $Z_{qv} = 0$ он равен $J_{qv} = \infty$. В последнем случае поперечный ток выражается двумя прямыми,

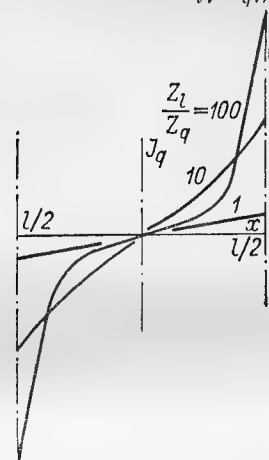


Рис. 222. Поперечный ток вдоль ротора при нескошенных пазах и различных значениях полного поперечного сопротивления.

причем одна из них на участке от $x = 0$ до $x = \pm l/2$ совпадает с осью абсцисс, а другая при $x = \pm l/2$ уходит в бесконечность ($J_{qv} = \infty$).

Ток стержня при $Z_{qv} = \infty$ (изоляция) остается вдоль всего пакета неизменным и составляет:

$$J_{sv} = -\frac{iX_{2hv}J'_{1v}f_v/i_1}{Z_{lv} + 2R_{Rv}}. \quad (721a)$$

Кривые на рис. 222 простоты ради вычерчены для вещественных значений Z_{lv} и Z_{qv} . Однако они сохраняют свой характер также и при комплексных величинах сопротивлений Z_{lv} и Z_{qv} .

В то время как сопротивление Z_{lv} рассчитывается сравнительно просто, величина поперечного кажущегося сопротивления Z_{qv} практически неизвестна. До сих пор еще не были проведены измерения, которые позволили бы установить эту величину. Опубликованные данные измерений на постоянном токе при вынужденном роторе дают, конечно, только активное сопротивление, но не реактивное.

В случае скошенного паза общие выражения очень сложны и малонаглядны, так что мы рассмотрим только один предельный случай, который, однако, довольно близко подходит к большинству практических случаев, а именно случай с $R_{Rv} = 0$. Обозначим через $\beta = \arctg b/l$ угол скоса и получим, что ток в середине пакета ($x = 0$) составляет:

$$J_{sv} = -\frac{iX_{2hv}J'_{1v}f_v/i_1}{Z_{lv} + (\beta l)^2 Z_{qv}} \left[1 - \frac{\nu \beta l \sin \nu \beta l/2}{\sqrt{x} \sinh \sqrt{x}/2} \right]. \quad (723)$$

При изоляции стержней ($Z_{qv} = \infty$) ток стержня будет вдоль всей ширины пакета таким же, как в середине, а именно

$$J_{sv} = -\frac{iX_{2hv}J'_{1v}f_v/i_1}{Z_{lv}} \cdot \frac{2 \sin \nu \beta l/2}{\nu \beta l}. \quad (723a)$$

При $Z_{qv} = 0$ ток стержня в середине пакета стали составляет:

$$J_{sv} = -\frac{iX_{2hv}J'_{1v}f_v/i_1}{Z_{lv}}. \quad (723b)$$

Можно легко доказать, что абсолютная величина тока стержня при $Z_{qv} = 0$ не зависима от расстояния x [152]. С изменением расстояния от середины пакета меняется лишь фаза тока.

В случае изолированного стержня ($Z_{qv} = \infty$) поперечный ток везде равен нулю. При $Z_{qv} = 0$ поперечный ток у кромок пакета активной стали ($x = \pm l/2$) также равен нулю, однако в середине пакета он составляет:

$$J_{qv} = \frac{iX_{2hv}J'_{1v}f_v/i_1}{Z_{lv} + (\beta l)^2 Z_{qv}} \cdot \frac{\nu \beta}{\sin \nu \beta/2}; \quad (724)$$

он прямо пропорционален скосу пазов. Кроме того, абсолютная величина J_{qv} неизменна вдоль всего пакета точно так же, как и величина тока стержня. Лишь фаза поперечного тока меняется с изменением расстояния x от середины пакета.

В конце пакета активной стали ток внезапно становится равным нулю.

Для других значений кажущегося поперечного сопротивления Z_{qv} (т. е. для некоторых отношений κ) кривые поперечного тока показаны на рис. 223. В противоположность кривым на рис. 222 ($\beta = 0$) поперечный ток в середине пакета стали не только не равен нулю, но почти достигает своего максимального значения [152].

Хотя добавочные потери при скошенных пазах и изолированных стержнях имеют большое практическое значение, рассчитать их ввиду недостаточного знания кажущегося поперечного сопротивления, к сожалению, невозможно. Добавочные потери в случае изолированной клетки, правда, могут быть теоретически рассчитаны, однако расчетные величины довольно сильно отклоняются от измеренных. Вероятно, расчет дает слишком малый добавочный ток J_{lv} . Потери достигают при определенной величине поперечного сопротивления максимального значения, так как они изменяются аналогично мощности асинхронной машины [154].

Однако отсутствие данных для активного и реактивного поперечных сопротивлений не позволяет сделать каких-либо практических выводов.

Для того чтобы снизить добавочные потери, вызываемые высокими зубцовыми гармоническими, необходимо, чтобы число пазов ротора было по возможности равно числу пазов статора. Однако ввиду возникающих дополнительных усилий и синхронных моментов они должны отличаться друг от друга на известную величину. При этом лучше выбирать для ротора меньшее число пазов, чем для статора.

В случае скошенных пазов целесообразно снизить активное сопротивление в поперечном направлении. Это сопротивление состоит частью из переходного сопротивления между стержнем и сталью и частью из потерь в активной стали от вихревых токов. Первая часть может быть существенно уменьшена путем жесткого крепления стержней в пазу.

Другая возможность для подавления поперечного тока заключается в повышении кажущегося продольного сопротивления, например путем отнесения стержней глубже внутрь ротора (повышение коэффициента проводимости λ_4).

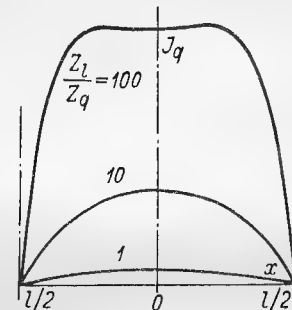


Рис. 223. Поперечный ток вдоль ротора при скошенных пазах ($R_R/Z_l = 0,1$).

8. ДОБАВОЧНЫЕ ПОТЕРИ В КОЛЛЕКТОРНЫХ МАШИНАХ

В машинах постоянного тока добавочные потери возникают в якорной обмотке вследствие вытеснения тока и появления добавочных токов при коммутации. Если коммутация непрямолинейна, то в коммутирующих катушках возникают добавочные токи, которые являются паразитными и вызывают лишь потери. Менее значительные добавочные потери возникают в результате искажения, а также пульсации поля вследствие н. с. в пазах якоря.

Для машин постоянного тока добавочные потери большого значения не имеют, и поэтому их рассчитывают редко. Измерения, проведенные автором на малых машинах постоянного тока без компенсационных обмоток, подтвердили, что приведенная в Правилах для оценки и испытания электрических машин (РЕМ) величина в 1% не превышает. Для машин с компенсационными обмотками в REM указана величина, равная лишь 0,5%.

Еще меньше изучены добавочные потери в коллекторных машинах переменного тока. Эти машины, как правило, не имеют высоких электромагнитных нагрузок, и согласно измерениям автора добавочные потери в них не превышают 1% потребляемой мощности. Они возникают в основном в коммутирующих катушках.

ГЛАВА ДВЕНАДЦАТАЯ

ПОТЕРИ, КОЭФФИЦИЕНТ ПОЛЕЗНОГО ДЕЙСТВИЯ И КОЭФФИЦИЕНТ МОЩНОСТИ

Понятия о коэффициенте полезного действия и коэффициенте мощности имеют известное сходство между собой. Они показывают, какая часть подведенной энергии может полезно использоваться.

Коэффициент полезного действия относится к активной мощности и, следовательно, показывает, какая часть энергии, израсходованной в виде угля или другого топлива, может быть использована.

Коэффициент мощности показывает, какая часть подведенной энергии принимает участие в преобразовательном процессе. При этом так называемая реактивная мощность, которая служит для намагничивания электродвигателя, должна рассматриваться как источник добавочных потерь. Реактивная мощность оказывает нагрузку на сеть и повышает в ней потери. Поэтому желательно, чтобы коэффициент полезного действия и коэффициент мощности имели бы как можно более высокие значения.

Потери в активной стали, потери в обмотках, а также добавочные потери были подробно рассмотрены в гл. 7, 9, 10, 11. Осталось рассмотреть механические потери и электрические потери в щетках.

1. МЕХАНИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ

Под механическими потерями понимают потери от трения в подшипниках, трения о воздух и трения щеток. Наиболее значительными из них являются потери от трения о воздух. В большинстве случаев их определяют по эмпирическим формулам, которые могут быть выведены путем следующего рассуждения. Потери от трения о воздух пропорциональны квадрату линейной скорости ротора v_a [м/сек] и площади поверхности трения. Площадь поверхности ротора равна $\pi D l$ [м²], где D — диаметр ротора, м; l — длина стали, м. Кроме того, сюда добавляются еще вылеты обмотки в обеих лобовых частях. Их площадь составляет приблизительно $2\pi D_w l_w$ [м²], где D_w — диаметр и l_w — длина этих вылетов. При $D_w \approx 0,8D$, $l_w \approx 0,6\tau$, $v_w \approx 0,8 v_a$ и коэффициенте трения C потери от трения о воздух составляют:

$$V_m \approx V_L \approx (\pi D l v_a + 2\pi D_w l_w v_w) C \approx C_0 D (l + 0,6\tau) v_a^2 \text{ (см)}. \quad (725)$$

Опыт показал, что для малых и средних машин с протяжной вентиляцией $C_0 \approx 10 \text{ вт/м}^3$, а для машин с наружным охлаждением $C_0 \approx 15 \text{ вт/м}^3$. Ввиду того, что потери от трения в подшипниках и от трения щеток невелики по сравнению с потерями от трения о воздух, уравнение (725) дает практически сумму всех механических потерь.

Приближенное уравнение (725) действительно только для номинальной скорости вращения. Его строго нельзя применять при пересчете потерь для другой скорости вращения. Потери на трение в воздухе пропорциональны примерно скорости вращения в третьей степени.

Расчет потерь в подшипниках является довольно сложным, и поэтому мы на нем особо останавливаться не будем. Для крупных машин $C_0 \approx 8 \text{ вт/м}^3$ [31], для турбогенераторов с воздушным охлаждением $C_0 \approx 5 \text{ вт/м}^3$, а с водородным охлаждением $C_0 < 3 \text{ вт/м}^3$. Для очень крупных машин каждый завод-изготовитель имеет свои собственные эмпирические величины. В противоположность этому, потери от трения щеток могут быть рассчитаны довольно просто. Если F — площадь поверхности щеток, см², p — давление прижатия щеток, кг/см², μ — коэффициент трения и v_s — окружная скорость контактных колец, то эти потери составляют:

$$V_{BF} = \mu p F V_s \text{ (см)}. \quad (726)$$

При $\rho = 17\,600 \text{ н/м}^2$ ($0,18 \text{ кг/см}^2$) и $\mu = 0,15$ получаем:

$$V_{BF} = 0,27 F V_s \text{ (см)}. \quad (726a)$$

Машины с дополнительными маховыми массами имеют более высокие механические потери. Однако следует ли относить эти добавочные потери к потерям машины или нет, необходимо оговорить заранее с заказчиком машины.

Момент трения подшипников и щеток практически мало зависит от скорости вращения; можно, следовательно, принять, что при скорости вращения n механические потери будут составлять λV_m , где $\lambda = n/n_N$ — отношение скоростей вращения, а V_m — механические потери при номинальной скорости вращения. Вращающий момент трения о воздух пропорционален квадрату скорости вращения.

Потери от трения о воздух при скорости вращения n составляют $v^3 V_L$. Полные механические потери изменяются пропорционально отношению скоростей вращения v в степени от двух до трех. При независимом охлаждении отдельно установленным вентилятором, приводимым вспомогательным электродвигателем, условия трения о воздух гораздо меньше зависят от скорости вращения. Здесь также возникают потери от трения о воздух, однако ввиду отсутствия встроенного вентилятора они значительно меньше

2. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ В ЩЕТКАХ

Щетки электрических машин выполняют две важные задачи. Во-первых, они образуют контакт с вращающимися обмотками, а на коллекторных машинах участвуют, кроме того, в процессе коммутации. Для последней цели решающее значение имеет характеристика падения напряжения щеток.

Падение напряжения вдоль щетки очень незначительно, и им можно пренебречь. В противоположность этому, переходное сопротивление между щеткой и элементом скольжения (контактным кольцом или коллектором) является большим и зависит от различных факторов, как, например, материал щетки, плотность тока, свойства соприкасающихся поверхностей и т. д.

Переходное сопротивление щеток складывается из сопротивления частиц угля в точках касания и сопротивления слоя окиси меди на коллекторе или контактных кольцах.

В случае щетки, неподвижной относительно элемента скольжения, переходное сопротивление от тока не зависит. Переходное напряжение возрастает линейно с плотностью тока, как это показано на рис. 224 прямой 1. Сопротивление изменяется в зависимости от температуры и давления, причем с повышением температуры и давления оно понижается. При очень высоких плотностях тока также наблюдается понижение переходного сопротивления, причиной чего служит нагрев соприкасающихся поверхностей. Все эти явления объясняются тем, что переход тока происходит не по всей поверхности соприкосновения, а лишь в отдельных точках. При повышении давления и температуры количество точек соприкосновения увеличивается.

При взаимном движении щетки и элемента скольжения характер переходного сопротивления принципиально изменяется. Переходное напряжение при малых плотностях тока становится значительно выше, чем в состоянии покоя. При увеличении плотности

тока интенсивность его повышения убывает, и при больших величинах плотности тока переходное напряжение становится почти что постоянным. Кроме того, напряжение в направлении металл—уголь (отрицательная щетка) несколько выше, чем в направлении уголь—металл (положительная щетка), как это показывают кривые 2а и 2б на рис. 224.

Повышение переходного сопротивления при вращении и при малых плотностях тока объясняется уменьшением количества

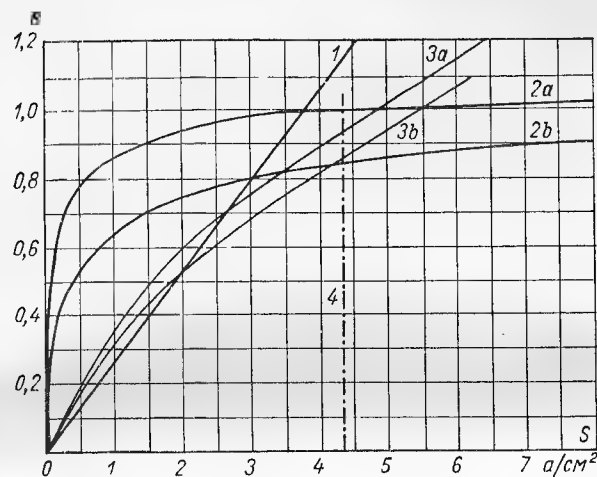


Рис. 224. Переходное напряжение щеток в зависимости от плотности тока: 1 — состояние покоя, постоянный ток; 2 — вращение, постоянный ток; 3 — вращение, переменный ток; 4 — эффективная плотность тока для кривых 3а и 3б; а — направление тока металл—уголь; б — направление тока уголь — металл.

точек соприкосновения по сравнению с состоянием покоя. Поведение переходного сопротивления зависит, однако, также и от других факторов [161]. Переход тока со щетки (или на нее) происходит через многочисленные очень маленькие контактные точки на поверхностной пленке коллектора, состоящей в основном из окиси меди. Действительная контактная поверхность составляет лишь очень небольшую часть полной поверхности скольжения щетки. Окись меди имеет большой отрицательный температурный коэффициент, чем и объясняется незначительное повышение переходного напряжения с нагрузкой. Кроме того, граничный слой между окисной пленкой и медной основой обладает свойствами выпрямителя, т. е. его сопротивление зависит от направления тока. Этим объясняется тот факт, что напряжение на отрицательной щетке выше напряжения на положительной щетке. На основе этой теории Шретеру (Schröter) [163] удалось рассчитать переходные напряжения под щетками обоих типов.

В общем физические процессы при работе щеток еще недостаточно изучены. Различные предложенные теории скорее имеют характер гипотез.

Наконец, взаимосвязь между переходным сопротивлением и плотностью тока зависит от нагрева. Поэтому при очень быстром изменении тока можно ожидать уменьшения зависимости переходного сопротивления от тока. На рис. 224 кривые 3а и 3б показывают мгновенные значения переходного напряжения при переменном токе частотой 30 гц. Эти кривые значительно больше приближаются к прямой, чем кривая для постоянного тока. При одинаковой эффективной величине плотности тока эффективные значения переходного напряжения при постоянном и переменном токе в рабочей зоне практически равны между собой.

Наибольшее влияние на переходное напряжение оказывает щеточный материал. Щетки делятся на два разных сорта, а именно мягкие и твердые. Первые состоят из смеси бронзы или меди с графитом. Они имеют малый коэффициент трения и низкое переходное напряжение. Эти щетки применяются в основном на контактных кольцах. Для них характерны, с одной стороны, низкие потери, но зато, с другой стороны, они подвержены быстрому износу. Твердые щетки состоят из электрографитированного угля. Они имеют больший коэффициент трения и значительно более высокое переходное напряжение, чем мягкие щетки. В то время как для пары мягких щеток переходное напряжение составляет приблизительно от 0,5 до 1 в, для твердых щеток оно равно от 2 до 3 в.

Высокое переходное напряжение оказывает очень благоприятное влияние на процесс коммутации, и поэтому обычно щетки выбираются тем тверже, чем труднее коммутация. Щетки с наиболее высокими переходными напряжениями применяются на коллекторных машинах трехфазного тока. Однако высокое переходное напряжение повышает потери и усиливает нагрев коллектора. Если же уменьшить плотность тока путем увеличения числа щеток, то джоулево тепло, правда, уменьшается, однако одновременно возрастают потери от трения.

Согласно новейшим исследованиям, под щеткой во время ее работы образуется слой воздуха сравнительно высокого давления. Воздух приподнимает щетки над коллектором или контактными кольцами и этим увеличивает переходное сопротивление. Для уменьшения переходного сопротивления принимают меры, устраняющие или противодействующие возникновению повышенного давления, как то: увеличение механического давления на щетки или выпуск сжатого воздуха из-под щеток. Этим последним объясняется благоприятное действие спиральных канавок на коллекторах контактных колец.

Выбор соответствующего сорта щеток и их числа требует известного опыта. Заводы — изготовители щеток обычно указывают, что для электрографитированных щеток плотность тока может достигать приблизительно $10 \cdot 10^4$ а/м². Автор, однако, установил,

что эта величина может часто значительно превышать. Так, например, на коллекторах машин трехфазного тока, т. е. при сравнительно трудных условиях коммутации, успешно применялись щетки марки Morganite EG8565 с плотностью тока до 20×10^4 а/м². Переходное напряжение возрастало при этом до 3,5—4 в.

Понижение переходного сопротивления при повышении нагрузки делает теоретически невозможным параллельное включение нескольких щеток. Практически же такая схема возможна, так как различные дополнительные факторы стабилизируют распределение тока. Тем не менее параллельное включение нескольких щеток часто вызывает затруднения, особенно в случае машин постоянного тока с большим током. Хорошее и равномерное прилегание всех щеток является обязательным условием для обеспечения удовлетворительной параллельной работы щеток. Отскакивание щеток, некруглая форма коллектора и неустойчивое положение щеток в щеткодержателе абсолютно недопустимы.

В последнее время рядом фирм проводятся работы по уточнению величины плотности тока под щетками. Этот вопрос решается на специальных моделях. Для разных конструкций контактных колец и типов щеток результаты получаются различными.

Стабилизации распределения тока при одновременном понижении нагрева коллектора удалось добиться на машинах постоянного тока с большим числом щеток на одном бражете путем предусмотра пазов на коллекторы. Пазы, или, точнее говоря, одна канавка, проходит винтообразно по коллектору. Размеры такой канавки от 3×3 до 5×5 мм.

В коллекторных машинах переменного тока индуктивная э. д. с. вызывает в закороченных щетками катушках поперечные токи, проходящие через щетки. Для ослабления этих токов были предложены ш и х т о в а н н ы е щетки [165]. Они состоят из нескольких изолированных и склеенных между собой угольных слоев. Для того чтобы преградить току путь через арматуру, последняя выполняется с повышенным сопротивлением. Щеткодержатели также должны быть внутри изолированы. Несмотря на то, что эти щетки показали хорошие результаты, они применяются еще мало.

Подвод тока к щеткам осуществляется либо через медные жгутики (так называемые а р м и р о в а н н ы е щетки), либо через нажимные пальцы. Армирование обеспечивает более хороший переход тока и получило всеобщее применение. Щетки без арматуры требуют более высокого давления и хорошо себя зарекомендовали там, где такое давление необходимо также и по другим причинам, например на тяговых двигателях. Щетки без армирования более дешевы и могут быстрее заменяться, чем армированные щетки,

Возникающее вследствие движения коллектора тангенциальное усилие прижимает щетку к щеткодержателю и затрудняет тем самым ее радиальное перемещение. Для того чтобы устранить этот недостаток, были предложены реактивные щетки, т. е. такие щетки, продольная ось которых образует с поверхностью коллектора острый угол, направленный против направления вращения. При этом возникает тангенциальное давление на щетку, которое также направлено против направления вращения и компенсирует в большей или меньшей степени тангенциальное усилие, возникающее вследствие трения коллектора. Полное устранение этого усилия возможно только в том случае, если машина работает с постоянной скоростью вращения. Для реверсивной работы реактивные щетки непригодны. Практический опыт показал, что ожидаемые преимущества достигаются на самом деле не в полной мере. Поэтому реактивные щетки широкого применения не получили.

Оптимальная работа щеток достигается в том случае, если они очень хорошо пришлифованы к коллектору. Перемещение щеток, например на коллекторных машинах трехфазного тока, меняет их положение относительно коллектора, вследствие чего наблюдается ухудшение коммутации и повышенный износ щеток. Для того чтобы обеспечить более хорошее прилегание, фирма Ringsdorf-Werke предложила сдвоенные щетки. Каждая такая щетка состоит из двух частей (с вдвое меньшей шириной), которые могут

двигаться относительно друг друга. Благодаря этому щетки гораздо лучше подгоняются к неровностям коллектора и менее чувствительны к смещениям, чем массивные щетки.

В табл. 36 приведены некоторые характеристики наиболее широко применяемых щеток марок Ringsdorff, Morganite и Carbone.

Джоулевы потери в щетках составляют:

$$V_B = U_B J, \quad (727)$$

где U_B — переходное напряжение на пару щеток, а J — полный ток.

3. КОЭФФИЦИЕНТ ПОЛЕЗНОГО ДЕЙСТВИЯ

Основой для расчета коэффициента полезного действия являются потери. В зависимости от нагрузки и скорости вращения потери приобретают иногда весьма сложный характер, так что приходится производить некоторые упрощения в расчете.

Коэффициент полезного действия определяется как отношение отдаваемой мощности к подводимой:

$$\eta = \frac{P_2}{P_1} = \frac{P_2}{P_2 + \sum V}, \quad (728)$$

где $\sum V$ — сумма всех потерь. При этом должны быть приняты в расчет все потери в вспомогательных устройствах, например в регуляторах, вспомогательных механизмах и машинах, маховиках и т. д.

Коэффициент полезного действия можно рассчитывать с помощью приведенного уравнения либо по результатам измерений подводенной и отдаваемой мощностей, либо по измеренным потерям. Первый способ измерения называют непосредственным, а второй — косвенным. Непосредственный метод применяют только для малых машин или в специальных случаях. Если на этот счет нет особой договоренности, то обычно применяется косвенный метод. Согласно Правилам оценки и испытания электрических машин (REM) непосредственное измерение на электродвигателях с к. п. д. свыше 85% считается нецелесообразным, так как вероятная погрешность измерений будет выше неточности косвенного метода.

Для всех электродвигателей с жесткой скоростной характеристикой потери могут быть подразделены при неизменной скорости вращения и постоянном напряжении на две группы: на потери холостого хода ($V_0 = \text{const}$) и нагрузочные потери, которые приблизительно пропорциональны квадрату нагрузки ($V_b = b^2 V_w$).

Если через $\beta = V_w$ обозначить отношение нагрузочных потерь к потерям холостого хода и через $q = (1 - \eta_n)/\eta_n$ — относительные потери в номинальном режиме (при полной нагрузке),

Таблица 36

Свойства и области применения некоторых щеток

Щетки	Падение напряжения в паре щеток, в	Допустимая для длительная нагрузка, а/м ² ·10 ⁴	Максимальная скорость, м/сек	Давление на щетках, н/м ² ·10 ⁴	Коэффициент трения	Область применения
Металлосодержащие угольные щетки: EN10 EN12	0,5 1,0	25 18	30 40	200 200	0,10 0,10	Низковольтные машины постоянного тока и контактные кольца
Электрографитированные угольные щетки: RE1	3,0	10	60	180	0,15	
RE59	2,5	12	50	250	0,15	Машины постоянного тока и тяговые двигатели Коллекторные двигатели переменного и постоянного тока
EG8565	2,7	9,5	30		0,13	
EG99B	2,6	10	50	175	0,18	

то коэффициент полезного действия при частичной нагрузке будет составлять:

$$\eta = \frac{b}{b + q \frac{1 + \beta^2 b^2}{1 + \beta}} \quad (729)$$

Величина q в большинстве случаев известна (по к. п. д. при полной нагрузке). Величина β зависит от мощности и конструктивного исполнения машины. Для многополюсных асинхронных электродвигателей мощностью от 100 до 500 кВт величина $\beta = 1,1 \div 1,4$, а для двухполюсных электродвигателей она равна от 0,8 до 1,1.

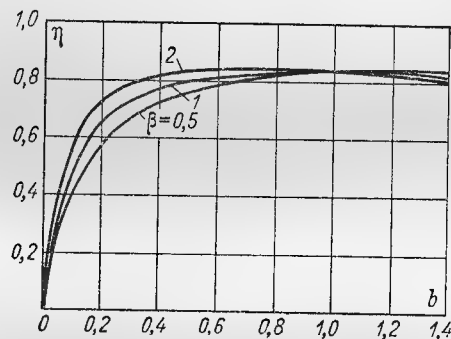


Рис. 225. Зависимость коэффициентов полезного действия от относительной нагрузки b и различных значений β .

У закрытых электродвигателей с наружным охлаждением мощностью от 50 до 200 кВт $\beta = 0,6 \div 0,8$.

На рис. 225 показаны кривые коэффициентов полезного действия для различных значений β . Кривые начинаются в точке O , достигают своего максимального значения и снова падают. Начальный подъем кривых равен $\tan \gamma = P_n / V_0$; он зависит, следовательно, от потерь холостого хода и будет тем большим, чем меньше потери холостого хода. Последние составляют приблизительно от 5 до 10% всех потерь, так что угол подъема равен примерно от 84 до 87° и является, таким образом, относительно большим.

Максимальное значение коэффициента полезного действия имеет место при $\beta b^2 = 1$. Если $\beta = 1$, то оптимальный к. п. д. будет иметь место при $b = 1$, т. е. при полной нагрузке. Если $\beta < 1$, то оптимальный к. п. д. будет обеспечен при $b > 1$, т. е. при перегрузке. И, наоборот, если $\beta > 1$, то оптимальный к. п. д. достигается при недогрузке. Быстроходные и закрытые электродвигатели с наружным охлаждением имеют $\beta < 1$, и их оптимальный к. п. д. приходится на диапазон перегрузки. Противоположность им представляют тихоходные электродвигатели с $\beta > 1$: оптимальный к. п. д. этих двигателей достигается в диапазоне недогрузки.

Значительно труднее проследить за зависимостью коэффициента полезного действия при регулировании скорости вращения. Зависимость отдельных видов потерь от скорости вращения весьма различна и обуславливается характером изменения нагрузочного момента.

Более подробные сведения об этом приведены в книге автора «Elektromotoren» («Электродвигатели»).

4. КОЭФФИЦИЕНТ МОЩНОСТИ

Коэффициент мощности λ характеризует прежде всего ток намагничивания. При обычном синусоидальном изменении тока и напряжения он указывается в виде косинуса угла сдвига фаз обеих величин и часто называется просто $\cos \varphi$.

Коэффициент мощности не является постоянной величиной и изменяется с нагрузкой электродвигателя. Если, однако, не учитывать нагрузку, то все электродвигатели можно подразделить следующим образом:

1) электродвигатели с постоянным коэффициентом мощности, который для выполненного двигателя изменяться не может, например все асинхронные двигатели как с контактными кольцами, так и с короткозамкнутым ротором;

2) электродвигатели с регулируемым коэффициентом мощности, например синхронные и коллекторные двигатели.

Коэффициент мощности любых электродвигателей может определяться очень просто по рабочей диаграмме (токовой диаграмме) для различных нагрузок. Однако если построение диаграммы нежелательно или затруднительно, то коэффициент мощности можно рассчитать также и по потребляемой реактивной мощности. Для этого расчета необходимо знать токи и реактивные сопротивления. Реактивная мощность составляет:

$$Q = \sum X J^2 \quad (730)$$

Реактивные сопротивления X отнесены здесь к частоте сети f_1 . Коэффициент мощности выражается при этом уравнением

$$\lambda = \cos \varphi = \frac{P_w}{\sqrt{P_w^2 + Q^2}}, \quad (731)$$

где P_w — активная мощность для рассматриваемого режима (полезная мощность и потери).

Наиболее просто определяется коэффициент мощности асинхронного двигателя без вытеснения тока (двигателя с короткозамкнутым ротором или с контактными кольцами). Точка холостого хода и точка короткого замыкания устанавливаются почти для всех электродвигателей легко. По ним строится круговая диаграмма, по которой затем определяется коэффициент мощности. Для определения рабочей точки вычерчивать прямую скольжения не надо; рабочая точка может быть установлена по подводимой мощности с учетом приближенно оцененного к. п. д. Если желательно обойтись без построения диаграммы, то коэффициент мощности может быть установлен по следующей простой формуле [33]:

$$\cos \varphi \approx 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{J_0}{J} + \frac{J}{J_{Kl}} \right), \quad (732)$$

где J_0 — ток холостого хода, а J_{Ki} — идеальный ток короткого замыкания (ток короткого замыкания без учета активных сопротивлений).

Для большинства электродвигателей (за исключением очень малых электродвигателей, мощностью менее 0,5 кВт) идеальный ток короткого замыкания практически равен измеренному току короткого замыкания ($J_K \approx J_{Ki}$). Уравнение (732) дает, как правило, величину, которая очень близко совпадает с измеренными значениями. Заметные отклонения наблюдаются только в случае малых электродвигателей или при небольшой недогрузке.

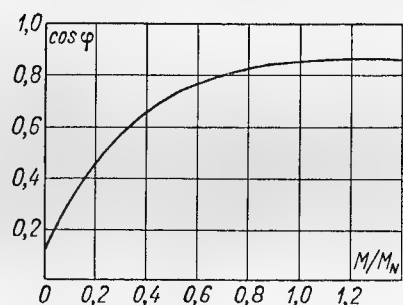


Рис. 226. Коэффициент мощности асинхронного электродвигателя 11 кВт, 1500 об/мин в зависимости от нагрузки.

Характер изменения коэффициента мощности конкретного электродвигателя показан на рис. 226. Эта кривая имеет известное сходство с кривой изменения коэффициента полезного действия. Однако она начинается здесь не в нулевой точке, а с небольшой конечной величины. Максимальная величина может быть определена по (732). При $J_0/J = J/J_{Ki}$ она составляет:

$$\cos \varphi_{\max} = 1 - 2J_0/J_{Ki}, \quad (733a)$$

или, если учесть, что $J_{Ki} = J_K + J_0$, то

$$\cos \varphi_{\max} = \frac{J_K - J_0}{J_K + J_0}. \quad (733b)$$

В этом виде формула для оптимального коэффициента мощности известна уже давно. Определение коэффициента мощности по реактивной мощности было показано автором в другой работе [33].

Иначе обстоит дело с коэффициентом мощности синхронного двигателя. Здесь с помощью соответствующего возбуждения коэффициент мощности может регулироваться в широких пределах. В большинстве случаев требуют, конечно, $\cos \varphi = 1$ или даже опережающей величины для того, чтобы улучшить коэффициент мощности установки в целом. Условия для синхронного двигателя настолько благоприятны, что в нем может применяться значительно больший воздушный зазор, чем в асинхронном двигателе. Посмотрим, почему для синхронного двигателя так легко можно установить высокий коэффициент мощности.

При нормальной работе электродвигателя необходим определенный основной поток, а также неизбежные потоки рассеяния. Это требует, в свою очередь, определенного количества магнитной энергии, которая аккумулируется главным образом в воздухе (воздушном зазоре, пазах, лобовом пространстве и т. д.). Эта энергия соответствует определенной мощности возбуждения или реактив-

ной мощности. Величина реактивной мощности зависит не только от величины магнитной энергии, но и от частоты тока. Следовательно, если в воздушном зазоре машины необходимо накопить определенную магнитную энергию и преобразовать ее во вращающий момент, то отнюдь не безразлично, подводится ли она со стороны статора или со стороны ротора. Во втором случае она будет иметь лишь s -кратную величину (s — скольжение). В этом заключается причина того, почему во всех компенсированных электродвигателях возбуждение осуществляется со стороны ротора.

У синхронного электродвигателя $s = 0$, так что реактивная мощность здесь не требуется. Правда, все же необходима некоторая небольшая мощность возбуждения, что объясняется «несовершенством» меди (ее конечной проводимостью). Однако она равна лишь небольшой части (от 3 до 10%) реактивной мощности, которая необходима при возбуждении с нормальной частотой, благодаря чему обмотка возбуждения и возбудитель значительно уменьшаются. Эти благоприятные свойства синхронной машины позволяют применять увеличенный воздушный зазор, с чем связан целый ряд преимуществ, например меньшие добавочные потери и многие преимущества механического характера.

Как говорилось выше, для синхронного электродвигателя можно установить практически любой коэффициент мощности. Это производится путем изменения возбуждения. Если синхронный электродвигатель при постоянном напряжении сети недо возбуждается, то недостающую мощность возбуждения он забирает из сети и работает, таким образом, с отстающим током. При перевозбуждении получается соответственно опережающий ток.

Коэффициент мощности коллекторных электродвигателей трехфазного тока регулируется компенсирующим напряжением. Более подробные данные об этом приведены в специальной литературе [25, 28].

ГЛАВА ТРИНАДЦАТАЯ

РАССЕЯНИЕ

1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Наряду с магнитным потоком, который сцеплен с обеими обмотками и который называется полезным или основным потоком, в любой машине имеются также потоки, сцепленные лишь с одной из двух обмоток. Их называют потоками рассеяния. Полезный рабочий процесс — в машинах это преобразование электрической энергии в механическую (или наоборот) —

может быть обеспечен лишь с помощью основного потока. Поток рассеяния, правда, участвует в этом процессе, но ничего не вносит в создание момента вращения. При прочих равных условиях момент вращения является тем большим, чем меньше поток рассеяния. Это, однако, не говорит о том, что потоки рассеяния всегда нежелательны и что их следует избегать.

При различных переходных процессах поток рассеяния ограничивают переходные токи и дают, таким образом, возможность практически использовать эти процессы. Так, например, непосредственное включение в сеть электродвигателя с короткозамкнутым ротором без рассеяния было бы ввиду большого пускового тока невозможным.

Определения явления рассеяния и коэффициента рассеяния были даны в § 2 гл. 2.

В эквивалентной схеме поток рассеяния замещается реактивными сопротивлениями рассеяния. Картина потокоцеплений в электрических машинах значительно сложнее, чем это показано на рис. 28. Встречаются потоки, которые лишь частично сцеплены с обмотками (двойное рассеяние), и потоки, которые хотя и сцеплены с обмотками, но по другим причинам все же должны быть отнесены к рассеянию; к последним относятся, например, потоки высших гармонических, сами создающие вращающие моменты, которые, однако, не могут быть отнесены к полезному моменту.

Рассеяние первичной обмотки $X_{1\sigma}$, а также рассеяние вторичной обмотки $X_{2\sigma}$ складываются из нескольких составляющих рассеяний, например рассеяния лобовой части X_S , пазового рассеяния X_N и рассеяния высших гармонических или рассеяния в воздушном зазоре X_0 .

2. ПАЗОВОЕ РАССЕЯНИЕ

Распределение потока пазового рассеяния трехфазной однослойной обмотки схематически изображено на рис. 264. Поток направлен поперек пазов. Если пренебречь магнитной напряженностью вдоль активной стали, то поток рассеяния зависит только от величины проводимости поперек паза и от намагничивающей силы в соответствующем пазу. Намагничивающая сила остальных пазов на данный поток рассеяния не влияет. В этом можно убедиться, рассмотрев действительное распределение потока рассеяния вокруг одного паза (рис. 227, а). Если проследить показанный путь, то оказывается, что силовая линия должна после прохождения воздушного пространства замкнуться через соседние зубцы. Бесконечно большая магнитная проницаемость стали не оставляет ей никакого иного пути.

Если обозначить величину проводимости поперек паза через Λ_N , то самоиндукция катушки с z витками, которая размещена в двух пазах, составляет:

$$L'_N = 2z^2 \Lambda_N. \quad (734)$$

В одной фазе однослойной обмотки находятся pq катушек, которые могут быть соединены с s параллельных групп. Самоиндукция всей фазы обмотки будет:

$$L_N = pqL'_N/c^2, \quad (734a)$$

а ее реактивное сопротивление:

$$X_N = 2\pi f L_N = 4\pi f pq (z/c)^2 \Lambda_N. \quad (735)$$

На практике расчет производится с эффективным числом витков в фазе. Под ним понимается число соединенных только последовательно витков по (561). Пазовое реактивное сопротивление при этом

$$X_N = 4\pi f \omega^2 \Lambda_N / pq \text{ [ом]}. \quad (735a)$$

Проводимость поля рассеяния

$$\Lambda_N = \mu_0 l \lambda_N, \quad (736)$$

где $\mu_0 = 0,4\pi \cdot 10^{-6}$ гн/м; l — длина стали включая изоляцию листов, м; λ_N — безразмерная величина — так называемый коэффициент проводимости. При этом пазовое реактивное сопротивление

$$X_N = 0,158f \left(\frac{\omega}{100} \right)^2 \frac{l \lambda_N}{pq} \text{ [ом]}. \quad (737)$$

Коэффициент проводимости λ_N проще всего рассчитать по магнитной энергии при намагничивающей силе в пазу $zJ = 1$; она равна

$$W = \frac{\mu_0 l}{2} \int H_x^2 b_x dx = \frac{\mu_0}{2} l \lambda_N (zJ)^2,$$

откуда следует, что

$$\lambda_N = \int_0^h H_x^2 b_x dx, \quad (738)$$

где H_x — напряженность поля при $zJ = 1$ в точке x ; b_x — ширина паза в этом месте; h — полная высота паза. Для упрощения расчета предполагается, что линии индукции прямолинейны и направлены перпендикулярно оси паза.

Каждый паз можно подразделить на следующие участки:

1-й участок, в котором расположена обмотка;

2-й участок над обмоткой, в котором боковые стенки паза обычно направлены параллельно друг другу;

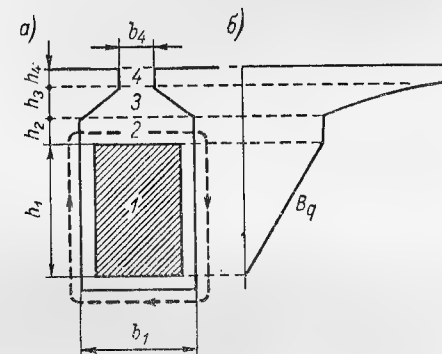


Рис. 227. Обозначения размеров пазов (а); распределение поперечного потока (б).

3-й участок для пазового клина, который может иметь различную форму;

4-й участок, который уменьшает открытие паза и имеет, как правило, параллельные боковые стенки;

5-й участок в воздушном зазоре, где образуется так называемое рассеяние головок зубцов.

Для показанного на рис. 227, а паза при прямолинейном направлении линий индукции получаем:

$$\lambda_N = b_1 \int_0^{h_1} \frac{x^2 dx}{b_1^2 h_1^2} + \frac{b_1 h_2}{b_1^2} + \int_0^{h_3} \frac{b_1 - (b_2 - b_4) x/h_3}{[b_1 - (b_1 - b_4) x/h_3]^2} dx + \frac{b_4 h_4}{h_4^2} = \frac{h_1}{3b_1} + \frac{h_2}{b_1} + \frac{h_3}{b_1 - b_4} \ln \frac{b_1}{b_4} + \frac{h_4}{b_4}. \quad (739)$$

Для того чтобы на участке 3 избежать применения логарифмов, часто вводят расчетную ширину паза $b_3 \approx (b_1 + b_4)/2,3$. Это упрощение соответствует отношению $b_1/b_4 = 4$.

Если боковые стенки пазов на участке 1 не параллельны и паз имеет форму трапеции (рис. 228), то получаем [143]:

$$\lambda_1 = \int_0^{h_1} \frac{q_x^2}{q^2} \cdot \frac{dx}{b_x},$$

где

$$b_x = \frac{b_2 h_1 - (b_2 - b_1) x}{h_1} \text{ и } q_x = \frac{(b_x + b_2) x}{2},$$

или после интегрирования:

$$\lambda_1 = \kappa h_1 / 3b_2, \quad (740)$$

где

$$\kappa = \frac{3b_2/b_1}{(1 + b_2/b_1)^2} \left[\frac{\ln b_1/b_2}{(1 - b_2/b_1)^3} - \frac{1}{(1 - b_2/b_1)^2} - \frac{1}{2(1 - b_2/b_1)} - \frac{1 - b_2/b_1}{4} + 1 \right]. \quad (741)$$

Зависимость κ приведена на рис. 229 в виде функции отношения b_2/b_1 . Ввиду того что это отношение для пазов статора и ротора составляет от 0,5 до 2,0, для приближенных расчетов можно принять $\kappa \approx 1$. На этом участке условия складываются в основном таким образом, как будто паз имеет ширину b_2 . У электродвигателей с глубокопазными роторами часто бывает $b_2/b_1 < 0,5$, и в этом случае рекомендуется определять точное значение κ по рис. 229.

Коэффициент проводимости паза в целом состоит из суммы коэффициентов проводимости отдельных участков, которые согласно (739) независимы друг от друга. Это обстоятельство способствует удобству расчета, и поэтому уравнение (739) широко применяется на практике. Кроме того, оно обеспечивает близкое

совпадение результатов с данными точного расчета, в особенности если определяется полный коэффициент проводимости. Причина этого заключается в том, что погрешности, возникающие при вычислении коэффициентов проводимости отдельных участков, частично взаимно компенсируются.

В действительности силовые линии проходят в пазовом пространстве непараллельно, попадая частично и в другие участки. В связи с этим, строго говоря, рассматривать отдельные участки независимо друг от друга нельзя. Правда, коэффициенты проводимости отдельных участков рассчитать можно, но полученные

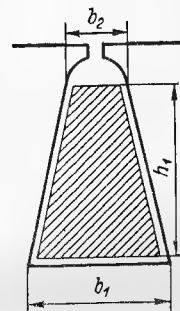


Рис. 228. Паз трапециевидальной формы.

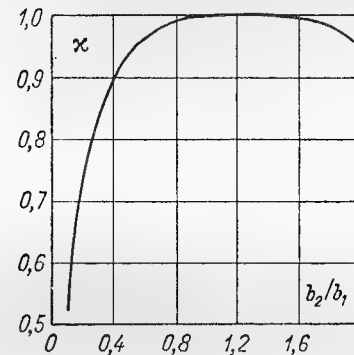


Рис. 229. Величина κ для трапециевидального паза в зависимости от отношения b_2/b_1 .

значения будут справедливы только для определенных соседних участков. При таком ходе расчета целесообразно производить подразделение на отдельные участки не по середине паза, а по его боковым стенкам. Расчет коэффициента проводимости по этому способу связан со значительными математическими трудностями и до сих пор в общем виде еще не производился. Аналитические выражения известны только для некоторых особых случаев, на которые будет указано ниже. В противоположность этому, вполне успешным является экспериментальное определение отдельных коэффициентов проводимости с учетом соседних участков.

Результаты первых экспериментальных исследований пазового рассеяния были опубликованы Ротертом (Rotherth) [169]. Эти эксперименты в основном подтвердили правильность известной формулы (739), однако для отдельных случаев, особенно на участке 3, были выявлены некоторые отклонения.

Автор использовал для измерения коэффициента проводимости электрическую модель паза [69]. Такая модель выполняется в большом масштабе из алюминиевой фольги. Модель питалась постоянным током, согласно рекомендациям § 2, а гл. 4, и при этом измерялось напряжение на границах рассматриваемых участков. По сопротивлению определяется коэффициент проводимости.

Напряжения измерялись на боковых стенках паза, так как здесь подразделение на участки более отчетливо. Измерения на оси паза часто дают значения, отличающиеся от результатов измерений по стенкам паза. Результаты этих исследований приведены на рис. 230—236, где указаны также размеры и форма паза. Для некоторых форм пазов известны данные теоретических [170, 171] и экспериментальных исследований, которые также нанесены на рисунки. Участок 1 исследовать с помощью указанной модели невозможно, так как здесь имеет место вихревое поле.

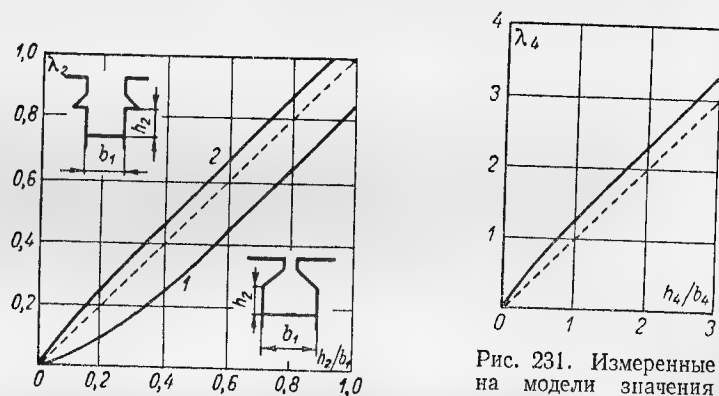


Рис. 230. Измеренные на модели значения коэффициента проводимости участка 2 для полузакрытых (1) и открытых (2) пазов в зависимости от отношения h_2/b_1 .

Рис. 231. Измеренные на модели значения коэффициента проводимости участка 4 для полузакрытых и открытых пазов в зависимости от отношения h_4/b_4 .

На рис. 230 приведены коэффициенты проводимости участка 2, причем кривая 1 справедлива для полузакрытых, а кривая 2 для открытых пазов в зависимости от отношения h_2/b_1 . Сравнение кривых 1 и 2 показывает, что влияние соседнего участка действительно очень велико. В то время как для полузакрытых пазов измеренные значения меньше теоретической величины $\lambda_2 = h_2/b_1$, для открытых пазов имеет место обратный случай. В первом случае участок 2 оказывается сжатым, а во втором он имеет возможность расширяться. Для первого случая имеются также данные экспериментальных исследований Ротерта [169]. Ввиду того, что испытательная катушка располагалась во время производимых им измерений в середине паза, он получил значения, превышающие теоретическое, а рис 230 показывает как раз обратное.

На рис. 231 представлены коэффициенты проводимости участка 4 в зависимости от отношения h_4/b_4 как для полузакрытых, так и для открытых пазов. В обоих случаях измеренные значения больше теоретической величины $\lambda_4 = h_4/b_4$. Для этого участка имеются также данные теоретических исследований Кучеры (Кучера) [172] и Альма (Alm) [33]. Кучера даже показал, что

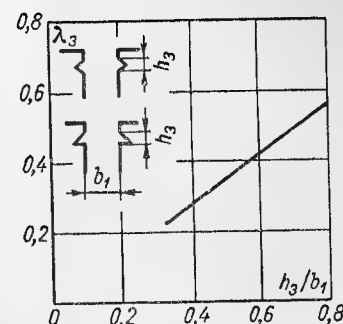


Рис. 232. Измеренные на модели значения коэффициента проводимости участка 3 для открытых пазов в зависимости от отношения h_3/b_1 .

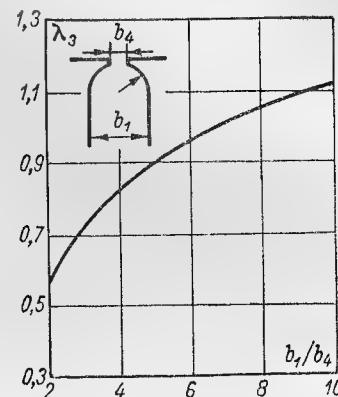


Рис. 233. Измеренные на модели значения коэффициента проводимости участка 3 для полузакрытых пазов в зависимости от отношения b_1/b_4 .

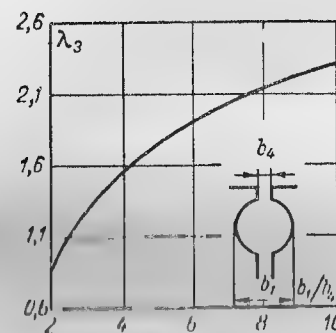


Рис. 234. Измеренные на модели значения коэффициента проводимости участка 3, когда по нему не проходит ток.

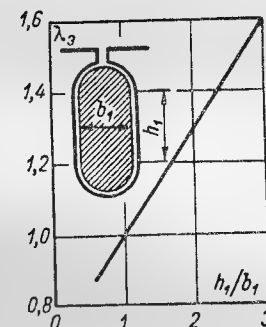


Рис. 235. Значения коэффициента проводимости участка 3, измеренные Ротертом (Rotherth) [169]. Токотводящий проводник расположен на участке 3.

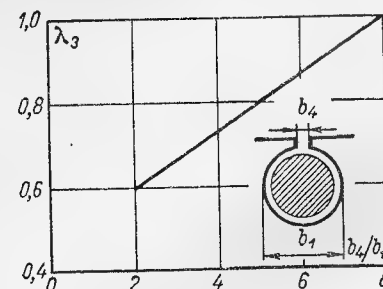


Рис. 236. Расчетные и измеренные значения коэффициента проводимости λ_3 по Ротерту (Rotherth) для круглого паза с тоководящим проводником.

Коэффициенты проводимости пазового рассеяния по данным измерений

Рисунок	Участок 2	Условие	Коэффициент проводимости
230	Полузакрытый паз	$h_2/b_1 > 1,0$	$h_2/b_1 - 0,15$
230	Открытый паз	$h_2/b_1 > 1,0$	$h_2/b_1 + 0,05$
Участок 3			
233 (2)	Паз с полукруглым пазовым клином	$2 < b_1/b_4 < 6$	$1,2b_1/(b_1 + 2b_2)$
233 (1)	Паз с трапецеидальным пазовым клином	$2 < b_1/b_4 < 6$	$4,3h_3/(b_1 + 2b_2)$
234	Паз с круглым пазовым клином	$2 < b_1/b_4 < 6$	$2,4b_1/(b_1 + 2b_2)$
232	Открытый паз с пазовым клином	$0,4 < h_3/b_1 < 1,0$	$0,70h_3/b_1$
235	Овальный паз с овальным проводником	$0,4 < h_1/b_1 < 3,0$	$0,77 + 0,28h_1/b_1$
236	Круглый паз с круглым проводником	$2 < b_4/b_1 < 10$	$0,48 + 0,064b_4/b_1$
Участок 4			
231	Полузакрытый паз	—	$1,1h_4/b_4$
231	Открытый паз	—	$1,3h_4/b_4$

В случае двухслойной обмотки в одном пазу находятся две стороны катушек. В пространстве на высоте h_0 между сторонами катушек возникает поле, напряженность которого при равном по фазе токе в обеих сторонах катушек равна половине напряженности поля над верхней катушкой. Дополнительная величина к коэффициенту проводимости λ_1 при высоте промежутка между катушками h_0 составит:

$$\lambda_0 = b_1 h_0 / (2b_1)^2 = h_0 / 4b_1. \quad (743)$$

Для обеих сторон катушек, которые вместе имеют высоту $2h_1$,

$$\lambda_1 = 2h_1 / 3b_1.$$

Коэффициент проводимости уменьшается, если токи расположенных в одном пазу сторон катушек сдвинуты по фазе. Такой случай имеет, например, место при двухслойной обмотке с укороченным шагом.

При укорочении шага катушки на $\frac{1}{3}$ полюсного деления $(W/\tau = \frac{2}{3})$ фазовый сдвиг тока во всех пазах составляет 60° .

коэффициент проводимости λ_4 зависит от ширины воздушного зазора. Во время исследований автора установить эту зависимость с уверенностью не удалось. Данные Кучеры близко совпадают с кривой на рис. 231.

Для участка 3 коэффициенты проводимости являются различными в зависимости от конструктивного исполнения паза. На рис. 232 показаны коэффициенты проводимости открытых пазов с различными пазовыми клиньями, а на рис. 233 приведены коэффициенты проводимости полузакрытых пазов с полукруглыми и трапецеидальными клиньями. Значения этих кривых в основном совпадают со значениями, измеренными Ротертом и значениями, рассчитанными Адамсом (Adams) [170], а также Яссом (Jass) и Циганеком (Ziganek) [171].

На рис. 234 показана кривая коэффициентов проводимости для участка 3 с круглым пазовым клином (без тока), часто применяемым на электродвигателях с короткозамкнутым ротором.

На рис. 235 воспроизведены коэффициенты проводимости, измеренные Ротертом для пазов, в которых участок 3 заполнен токоведущим проводником. Этот участок следовало бы, собственно говоря, обозначить через 1, однако, учитывая особую конструктивную форму, мы все же сохраняем принятое для коэффициента проводимости обозначение.

Наконец, рис. 236 показывает коэффициенты проводимости круглого паза с токоведущим стержнем. Здесь участки 1, 2 и 3 также объединены в один участок и коэффициент проводимости λ_3 представляет собой общий коэффициент проводимости для этих трех участков. Прямая дает рассчитанные по Ротерту значения:

$$\lambda_3 \approx 0,55 + 0,05b_1/b_4. \quad (742)$$

Измеренные значения воспроизводятся, однако, выражением $\lambda_3 \approx 0,48 + 0,064b_4/b_1$.

Для других участков и форм пазов измеренные или найденные теоретическим путем коэффициенты проводимости также могут быть выражены простыми приближенными формулами. Эти формулы приведены в табл. 37.

В заключение произведем сравнение коэффициентов проводимости, установленных путем измерений, с рассчитанными по приближенному уравнению (739). Для этой цели возьмем паз крупного электродвигателя, имеющий следующие размеры: $h_1 = 55$; $h_2 = 5$; $h_3 = 4,3$; $h_4 = 2$; $b_1 = 19$; $b_4 = 4$ и $\beta = 30^\circ$.

По (739) получаем:

$$\begin{aligned} \lambda_N &= 45/3 \cdot 19 + 5/19 + 2,3 \cdot 4,3/(19 + 4) + 2/4 = \\ &= 0,79 + 0,26 + 0,43 + 0,50 = 1,98. \end{aligned}$$

По измерениям получается:

$$\lambda_N = 0,79 + 0,14 + 0,70 + 0,60 = 2,23.$$

Напряженность поля на участках паза 2, 3 и 4 равна лишь $\sqrt{3}/2$ части напряженности без укорочения шага. Коэффициент уменьшения для коэффициентов проводимости этих участков составляет:

$$k_2' = (\sqrt{3}/2)^2 = 3/4. \quad (744)$$

При величине шага $W > 2/3 \tau$ тот же коэффициент k_2' справедлив для каждого паза, однако число пазов со сдвигутыми по фазе токами будет соответственно меньше. Коэффициент уменьшения для всей фазы обмотки в этом случае будет составлять:

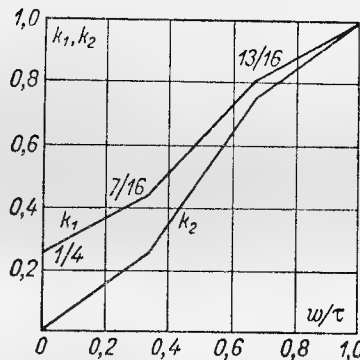


Рис. 237. Коэффициенты k_1 и k_2 для обычной трехфазной обмотки с шириной зоны 60° в зависимости от сокращения шага.

в $3W/\tau - 1$ пазов, ток сдвинут на 60° . Коэффициент уменьшения в этом случае составляет:

$$k_2 = (2 - 3W/\tau)/4 + (3W/\tau - 1) \cdot 3/4 = \frac{3}{2} \cdot \frac{W}{\tau} - \frac{1}{4}. \quad (745б)$$

При величине шага $W = 0$ напряженность поля вне катушек также равна нулю. Следовательно, с изменением величины шага от $W = 1/3 \tau$ до нуля коэффициент уменьшения изменяется линейно от $1/4$ до нуля. Таким образом, на этом участке будет иметь место зависимость k_2 от величины шага:

$$k_2 = \frac{3W}{4\tau}. \quad (745в)$$

Зависимость коэффициента k_2 от величины шага трехфазной обмотки показана на рис. 237.

Коэффициент уменьшения для участка паза 1 можно установить путем аналогичных рассуждений. При $W = 2/3 \tau$ коэффициент проводимости нижней стороны катушки составляет:

$$\lambda_1' = \frac{h_1}{3b_1 \cdot 4} = \frac{h_1}{12b_1}.$$

Намагничивающая сила на участке верхней стороны катушки равна

$$J = \left(\frac{1}{2} + \frac{x}{4h_1} + j \frac{\sqrt{3}x}{4h_1} \right) J_N,$$

откуда следует:

$$\lambda_1'' = b_1 \int_0^{h_1} \left(\frac{J}{b_1 J_N} \right)^2 dx = \frac{11h_1}{24b_1}.$$

Суммарный коэффициент проводимости

$$\lambda_1' + \lambda_1'' = \frac{13h_1}{24b_1},$$

а коэффициент уменьшения

$$k_1 = \frac{13h_1}{24b_1} : \frac{2h_1}{3b_1} = \frac{13}{16}. \quad (746а)$$

При укорочении шага $W = 1/3 \tau$ намагничивающая сила на участке верхней стороны катушки составляет:

$$J = \left(\frac{1}{2} - \frac{x}{4h_1} + j \frac{\sqrt{3}x}{4h_1} \right) J_N,$$

откуда следует:

$$\lambda_1'' = \frac{5h_1}{24b_1}.$$

Коэффициент проводимости нижней стороны катушки будет, в свою очередь, равен $\lambda_1' = h_1/12b_1$, а суммарный коэффициент проводимости будет составлять:

$$\lambda_1 = \left(\frac{1}{12} + \frac{5}{24} \right) \frac{h_1}{b_1} = \frac{7h_1}{24b_1}.$$

Коэффициент уменьшения при $W = \frac{2}{3} \tau$ равен

$$k_1 = \frac{7 \cdot 3}{24 \cdot 2} = \frac{7}{16}. \quad (746б)$$

При $W = 0$ напряженность поля над обеими сторонами катушек равна нулю, в пространстве нижней стороны катушки величина напряженности поля возрастает линейно от нуля до $J_N/2b_1$. В пространстве верхней стороны катушки напряженность поля снижается от $J_N/2b_1$ и становится на верхней границе катушки равной нулю. Коэффициенты проводимости обеих сторон катушек равны, таким образом $\lambda_1' = \lambda_1'' = h_1/12b_1$, а суммарный коэффициент проводимости $\lambda_1 = h_1/6b_1$. Коэффициент уменьшения при этом составляет:

$$k_1 = \frac{1 \cdot 3}{6 \cdot 2} = \frac{1}{4}. \quad (746в)$$

Рассчитанные таким путем коэффициенты уменьшения нанесены на рис. 237 для $W = (2/3, 1/3 \text{ и } 0)\tau$ и соединены между собой прямыми, так как для промежуточных значений W имеет место линейная зависимость коэффициента проводимости и коэффициента k_1 от W .

Показанные на рис. 237 характеристики коэффициентов уменьшения справедливы для нормальной трехфазной обмотки с 60° -ной шириной фазовой зоны при $W < \tau$. Удлиненный шаг ($W > \tau$) на практике встречается редко. Кривые для k_1 и k_2 для такой обмотки являются зеркальным отражением кривых рис. 237 относительно прямой $W = \tau$, т. е. при $W = 4/3\tau$ справедливы те же самые значения, что и при $W = 2/3\tau$, а при $W = 5/3\tau$ — те же значения, что при $W = 1/3\tau$.

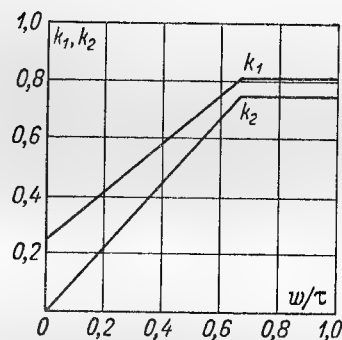


Рис. 238. Коэффициенты k_1 и k_2 для специальной обмотки с шириной зоны 120° в зависимости от сокращения шага.

Трехфазные обмотки со 120° -ной шириной фазовой зоны применяются реже, однако они все же иногда встречаются, например, на электродвигателях с переключающимися полюсами. Уже при $W = \tau$ здесь в одном пазу лежат стороны катушек, относящиеся к разным фазам, токи которых сдвинуты по фазе на 60° . При укорочении шага до $2/3\tau$ все еще сохраняется фазовый сдвиг на 60° . Поэтому в диапазоне $1 > W/\tau > 2/3$ оба коэффициента остаются неизменными и составляют $k_1 = 3/16$ и $k_2 =$

$= 3/4$. Если укорачивать шаг еще больше, то получаются зоны с фазовым сдвигом на 180° и, наконец, при $W=0$ уже все пазы будут иметь сдвиг фаз на 180° . Коэффициенты уменьшения k_1 и k_2 в зависимости от укорочения шага для этой обмотки приведены на рис. 238. Для $W > \tau$ справедливо их зеркальное отражение. В случае двухфазной обмотки с 90° -ной шириной фазовой зоны при укорочении шага от $W = \tau$ до $W = 1/2\tau$ получаются зоны со сдвигом токов по фазе на 0 и 90° ; при $W = \tau$ фазовый сдвиг для всех пазов равен 0° , а при $W = 1/2\tau$ он равен 90° . Для промежуточных значений укорочения шага число пазов со сдвигом фаз на 90° возрастает линейно с увеличением W . При $W = 1/2\tau$ напряженность поля в пазовом пространстве над катушками равна $1/\sqrt{2}$ величины напряженности поля при $W = \tau$. Коэффициент будет, следовательно, равен

$$k_2 = (1/\sqrt{2})^2 = 0,5. \quad (747a)$$

Н. с. в пределах верхней стороны катушки составляет:

$$J = \left(\frac{1}{2} + j \frac{x}{2h_1} \right) J_N,$$

а коэффициент проводимости

$$\lambda_1'' = b_1 \int_0^{h_1} (J/b_1 J_N)^2 dx = \frac{h_1}{3b_1}.$$

Коэффициент проводимости для пространства, в котором расположены обе стороны катушек, составляет:

$$\lambda_1 = \lambda_1' + \lambda_1'' = \frac{h_1}{b_1} \left(\frac{1}{12} + \frac{1}{3} \right) = \frac{5h_1}{12b_1},$$

а коэффициент уменьшения

$$k_1 = \frac{5 \cdot 3}{12 \cdot 2} = \frac{5}{8}. \quad (747b)$$

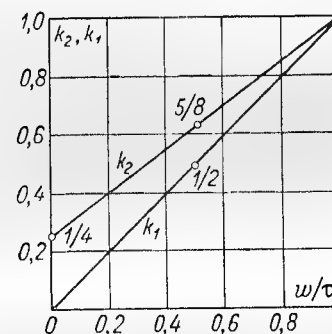


Рис. 239. Коэффициенты k_1 и k_2 для двухфазной обмотки в зависимости от сокращения шага.

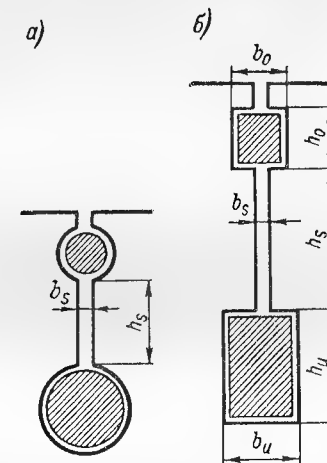


Рис. 240. Формы и размеры паза при двойной беличьей клетке: а — идеальная конструкция; б — действительная конструкция.

При дальнейшем уменьшении W оба коэффициента k_1 и k_2 изменяются линейно до значений $k_1 = 1/4$ и $k_2 = 0$ при $W = 0$. Графические характеристики для k_1 и k_2 в зависимости от укорочения шага показаны для этой обмотки на рис. 239.

Коэффициент проводимости пазового рассеяния уменьшается под влиянием вытеснения тока. В случае статорных обмоток это уменьшение очень незначительно, и практически им можно всегда пренебречь, так как с целью уменьшения добавочных потерь вытеснение тока обычно сильно ограничивают. В противоположность этому, у электродвигателей с глубокопазными роторами это уменьшение играет значительную роль. В этих электродвигателях для короткозамкнутой обмотки часто применяются пазы особой формы, и мы произведем расчет коэффициентов проводимости для пазов с такой обмоткой. Начнем с паза для двойной беличьей клетки (рис. 240, а), у которой стержни можно условно заменять осями и полем внутри которых можно пренебречь. Коэффициент

проводимости над верхним стержнем будет такой же, как в других пазах, в то время как коэффициент проводимости λ_1 в пределах пространства между проводниками — в данном случае в щели между обоими стержнями — требует особого определения. Ток в нижнем стержне составляет

$$J_u = \frac{J_N R_o}{R_u + R_o} = \frac{J_N}{1 + y},$$

где J_N — полный пазовый ток, а $y = R_u/R_o$ — отношение сопротивлений стержней; при этом получим:

$$\lambda_1 = \frac{b_s h_s}{(1 + y)^2 b_s^2} = \frac{h_s}{b_s (1 + y)^2}. \quad (748)$$

Если оба стержня двойной беличьей клетки имеют такие размеры, пренебрегать которыми нельзя, то должны учитываться также и поля в самих стержнях. Математически просто можно рассмотреть только случай с прямоугольными стержнями (рис. 240, б). Ток в нижнем стержне составляет $J_u = J_N/(1 + y)$, а в верхнем стержне $J_o = J_N y/(1 + y)$. При размерах по рис. 240, б коэффициент проводимости будет составлять:

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= \frac{1}{b_u} \int_0^{h_u} (J_u x/h_u)^2 dx + \frac{h_s}{b_s (1 + y)^2} + \frac{1}{b_o} \int_0^{h_o} (J_u + J_o x/h_o)^2 dx = \\ &= \frac{1}{(1 + y)^2} \left[\frac{h_u}{3b_u} + \frac{h_s}{b_s} + \frac{h_o}{b_o} \left(1 + y + \frac{y^2}{3} \right) \right] \approx \\ &\approx \frac{1}{(1 + y)^2} \left(\frac{h_u}{3b_u} + \frac{h_s}{b_s} \right) + \frac{h_o}{b_o (1 + y)}. \end{aligned} \quad (749)$$

Для круглых стержней очень трудно получить простое выражение для λ_1 . Поэтому на практике применяют следующий упрощенный метод, который, впрочем, может быть использован также и для стержней другой формы (например, прямоугольных). Особое преимущество этот метод дает при расчете вытеснения тока. По этому методу действительная двойная клетка заменяется эквивалентной; половина высоты пространства, в котором расположены стержни, относится к коэффициенту проводимости щелей λ_1 , а другая половина высоты верхнего стержня относится к коэффициенту проводимости λ_2 участка паза 2 (над проводником). При этом для случая применения прямоугольных стержней (рис. 240, б) получается:

$$\lambda_1 \approx \frac{1}{(1 + y)^2} \left(\frac{h_s}{b_s} + \frac{h_u}{2b_u} + \frac{h_o}{2b_o} \right) \text{ и } \lambda_2 \approx \frac{h_o}{2b_o}, \quad (750a \text{ и } б)$$

а для круглых стержней с $d_o/b_o \approx d_u/b_s \approx 4$ (см. рис. 236) будет:

$$\lambda_1 \approx \frac{1}{(1 + y)^2} \left(\frac{h_s}{b_s} + 1,5 \right) \text{ и } \lambda_2 \approx 0,75. \quad (751a \text{ и } б)$$

Коэффициент проводимости при трапецеидальных или, как их часто называют, клинообразных стержнях выражается уравнением (740).

В случае прямоугольных стержней для глубокопазных роторов с утолщением в нижней части паза, как показано на рис. 241, а, поток, проходящий через нижнюю часть паза, в большинстве случаев невелик. Если этим потоком пренебречь, то для коэффициента проводимости получается простое выражение. Если обозначить $y = q_u/h_o b_o$ (см. рис. 241), то токи $J_u = J_N/(1 + y)$ и $J_o = J_N y/(1 + y)$, и для λ_1 получается:

$$\begin{aligned} \lambda_1 &\approx \frac{1}{b_o} \int_0^{h_o} (J_u + J_o x/h_o)^2 dx = \\ &= \frac{h_o}{b_o (1 + y)^2} \left(1 + y + \frac{y^2}{3} \right). \end{aligned} \quad (752)$$

Это уравнение справедливо также и для случая, когда в нижней части стержня не предусматривается утолщение, а только расширение паза (рис. 241, б).

Очевидно, что размеры h_u и b_u должны быть настолько велики, чтобы можно было пренебречь потоком в этой части паза. В данном случае отношение сопротивлений следует подставлять в виде $y = h_u/h_o$.

При учете поля в нижней части паза для прямоугольного утолщения получим:

$$\lambda_1 = \frac{1}{(1 + y)^2} \left[\frac{h_u}{3b_u} + \frac{h_o}{b_o} \left(1 + y + \frac{y^2}{3} \right) \right]. \quad (753)$$

Для круглого утолщения с d/b_o член $h_u/3b_u$ заменяется величиной 0,75 (см. рис. 236).

3. РАССЕЯНИЕ ГОЛОВЕК ЗУБЦОВ

Под рассеянием головок зубцов обычно понимают поток, выходящий из головки одного зубца и входящий в головку другого зубца. Часть этого потока может проходить через головки зубцов, расположенных на противоположной стороне воздушного зазора, однако при этом поток не сцепляется с обмоткой на противоположной стороне зазора. Другая часть потока проходит исключительно по воздушному зазору. Первую из этих частей потока будем рассматривать совместно с рассеянием в воздушном зазоре. Название «рассеяние головок зубцов» применяем

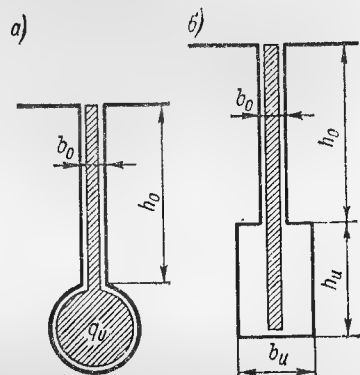


Рис. 241. Формы и размеры паза для глубокопазного стержня с круглым утолщением (а) или с уширенной нижней частью паза (б).

исключительно к потоку, который проходит через воздушный зазор в тангенциальном направлении.

На рис. 242, а показано распределение потока рассеяния головок зубцов для случая, когда противоположная часть машины не обтекается током. Если же обе части машины возбуждаются одинаковым током, то поток каждой части доходит приблизительно до середины воздушного зазора. Во многих случаях бывает необходимым определение общего потока рассеяния обеих частей машины. При этом можно, не совершая большой ошибки, рассчитывать поток только для одной части машины, но при условии, что он про-

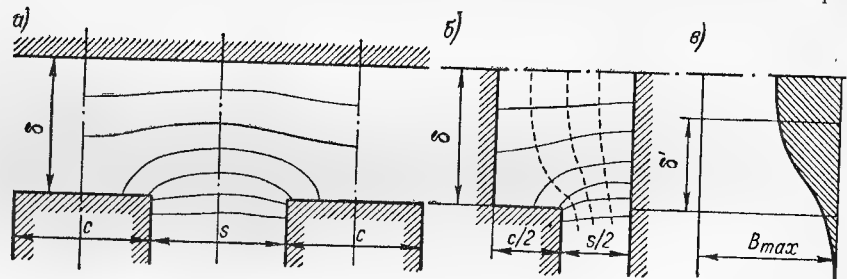


Рис. 242. Поле рассеяния головок зубцов (а); сравнение с основным полем в зазоре над пазом (б и в).

ходит через весь воздушный зазор (см. рис. 242, а). Рассчитаем для этого случая коэффициент рассеяния λ_K . Если желательно получить коэффициент рассеяния для обеих частей машины раздельно, то для воздушного зазора следует подставлять $\delta/2$.

Распределение поля по рис. 242, а может быть сведено к распределению поля в воздушном зазоре при наличии якоря с пазами, с которым мы познакомились в § 2, д гл. 4, причем ширина паза должна приниматься 2δ , ширина воздушного зазора $S/2$ и глубина паза $c/2$. Индукция вдоль гладкой поверхности, т. е. по средней линии, проходящей через середину паза на рис. 242, а, показана на рис. 242, в. Для упрощения расчета принимается, что $c/2 = \infty$; при этом можно записать:

$$\delta' B_{\max} = \delta B_{\max} - \delta \sigma \beta B_{\max}, \quad (754a)$$

$$\delta' = (1 - \sigma \beta) \delta; \quad (754b)$$

отсюда следует, что коэффициент проводимости

$$\lambda_K' = \frac{\delta'}{S} = (1 - \sigma \beta) \frac{\delta}{S}, \quad (755)$$

где $\sigma \beta$ рассчитаны по ширине паза 2δ и ширине воздушного зазора $S/2$. Получается, что

$$1 - \sigma \beta = \frac{5}{5 + 4\delta/S}, \quad (756)$$

а отсюда

$$\lambda_K = \frac{5\delta/S}{5 + 4\delta/S}. \quad (757)$$

Коэффициент проводимости рассеяния головок зубцов может определяться с помощью той же модели, что и коэффициент пазового рассеяния. На рис. 243 и 244 приведены измеренные значения для открытого и для полузакрытого пазов. В первом случае принята ширина паза $b = 0,45 \tau_z$, а во втором случае $b = S = 0,1 \tau_z$. Для сравнения нанесены также и значения по (757). Ввиду предположения при расчете бесконечно большой ширины зубцов расчетные значения оказываются несколько меньше измеренных на модели.

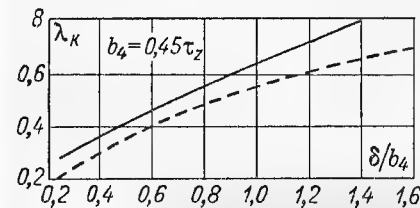


Рис. 243. Коэффициент проводимости рассеяния головок зубцов при открытых пазах. Сплошная кривая — по данным измерений на модели, пунктирная кривая — по Рихтеру (Richter) (757).

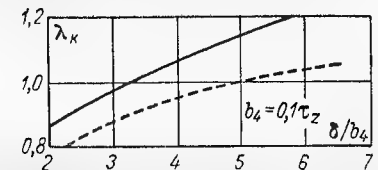


Рис. 244. Коэффициент проводимости рассеяния головок зубцов при полузакрытых пазах. Сплошная кривая — по данным измерений на модели, пунктирная кривая — по Рихтеру (Richter) (757).

Рассеяние головок зубцов имеет такой же характер изменения, как и пазовое рассеяние, и его коэффициент проводимости может при определении реактивного сопротивления рассеяния причисляться к коэффициенту проводимости пазового рассеяния.

Значительно более сложным является определение рассеяния головок зубцов машин с явно выраженными полюсами. Для участка под полюсной дугой можно применять (757) или кривые по рис. 243 и 244, причем для величины воздушного зазора вводится среднее значение. Для междуполюсного промежутка уравнение (757) и кривые по рис. 243 и 244 недействительны. Рассматривая картину продольного поля обмотки якоря (рис. 88, а), видим, что в междуполюсном промежутке возникает поток, который сцеплен с якорем, не будучи сцеплен с полюсами; он не индуцирует напряжение в обмотке возбуждения и является поэтому потоком рассеяния. Рассчитать его величину очень трудно, но зато ее можно очень легко определять экспериментальным путем с помощью электрических моделей.

Результаты таких измерений приведены на рис. 245. Они определялись на тех же моделях, для которых определялось рассеяние полюсов. Несмотря на некоторый разброс измеренных значений, таким путем можно хорошо определять общий характер кривых, а также приближенные значения коэффициента проводимости.

Последний достигает при $q = 1$ максимального значения, при $q = 3$ и 4 — минимального значения и затем снова возрастает.

На рис. 245 нанесены также значения коэффициента проводимости по Арнольду (Arnold) и Ля Куру (La Cour) [24] для отношений пазового раскрытия к зубцовому делению $b_d/\tau_z = 0,1$ и $0,45$. При измерениях эти отношения составляли от $0,1$ до $0,2$. Сравнение кривых показывает, что измеренные значения при $q < 3$ выше значений по Арнольду — Ля Куру, а при $q > 3$ — наоборот.

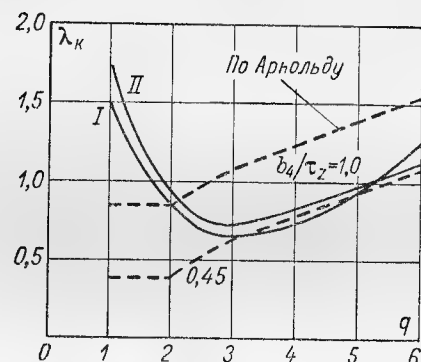


Рис. 245. Коэффициент проводимости рассеяния головок зубцов в междуполусном пространстве. Измеренные на модели значения: кривая I для $\alpha = 0,72$, кривая II для $\alpha = 0,65$. Пунктирные кривые показывают расчетные значения по Арнольду (Arnold).

в обеих осях симметрии. При определенных режимах положение статорной обмотки, т. е. положение рассматриваемой фазы, является строго определенным. Так, например, при коротком замыкании в тот момент, когда поток рассеяния является наибольшим, фаза статорной обмотки приходится на междуполусный промежуток. Это соответствует продольному положению оси обмотки якоря. Ввиду того, что одна фаза трехфазной обмотки приходится точно на междуполусный промежуток ($1/3$ полюсного деления), для этого переходного процесса должен выбираться также и коэффициент проводимости в междуполусном промежутке (рис. 245). При нагрузке имеет место обратный случай, так как наибольший поток возникает при поперечном положении якорной обмотки. Здесь справедливы коэффициенты проводимости по (757) (или по рис. 243 и 244) с величиной воздушного зазора $\delta = \delta_0$ (под серединой полюса).

4. ЛОБОВОЕ РАССЕЯНИЕ

Результирующая проводимость рассеяния лобовых частей группы катушек обмотки складывается из проводимости самоиндукции и проводимости взаимоиндукции других групп катушек.

Двухплоскостная обмотка имеет p групп катушек в одной фазе, каждая из которых состоит из q отдельных катушек. Результирующая индуктивность одной фазы обмотки составляет:

$$L_S = p \left(\frac{zq}{2c} \right)^2 2\Lambda_S, \quad (758)$$

где z — число витков отдельной катушки; c — число параллельных ветвей обмотки;

$$\Lambda_S = \mu_0 l_S \lambda_S \quad (759)$$

результирующая проводимость лобовой части обмотки. В (759) l_S обозначает длину лобовой части обмотки (с одной стороны) в метрах, а λ_S — коэффициент проводимости лобового рассеяния на 1 м длины лобовой части обмотки.

У трехплоскостных обмоток каждая группа катушек состоит из $q/2$ отдельных катушек, а каждая фаза — из $2p$ групп катушек. Результирующая индуктивность фазы обмотки составляет:

$$L_S = 2p \left(\frac{zq}{2c} \right)^2 \Lambda_S, \quad (758a)$$

где

$$\Lambda_S = 2\mu_0 l_S \lambda_S. \quad (759a)$$

Если помножить индуктивность на круговую частоту $\omega = 2\pi f$, то получится реактивное сопротивление лобового рассеяния для обеих обмоток:

$$X_S = \frac{4\pi f \omega^2}{p} \mu_0 l_S \lambda_S, \quad (760)$$

где ω — эффективное число витков одной фазы обмотки по (561). Для практического применения можно в соответствии с (737) записать:

$$X_S = 0,158f \left(\frac{\omega}{100} \right)^2 \frac{l_S}{p} \lambda_S. \quad (760a)$$

Уравнения для пазового и лобового рассеяний очень схожи между собой. Разница заключается только в том, что пазовое рассеяние зависит от числа q , а лобовое рассеяние от него не зависит.

Несмотря на то, что определению коэффициента проводимости λ_S были посвящены многочисленные теоретические исследования, лобовое рассеяние ввиду сложного пространственного расположения лобовых частей обмоток, влияния стали и т. д. почти не поддается расчету. Поэтому электромашиностроители перешли к экспериментальному определению λ_S .

Тщательное исследование лобового рассеяния было произведено Вайсхаймером (Weissheimer) и Кюрцлем (Kürzel) [174, 175] с помощью моделей обмоток, и результаты этого исследования можно найти в книгах Рихтера. Модели асинхронных машин были

выполнены с полюсным делением $\tau = 26,4$ см, и в них были по возможности предусмотрены все детали практического конструктивного исполнения. Для того чтобы можно было учесть влияние расположенных поблизости стальных масс, измерения производились на переменном токе частотой 50 гц.

Коэффициенты проводимости измерялись совместно для статорной и роторной обмоток и затем относились к статорной обмотке. Они справедливы только для определенных комбинаций обмоток статора и ротора, указанных в табл. 38, а также для отношений длины $l_s/\tau = 2$ для плоскостных обмоток и $l_s/\tau = 1,7$ для двухслойных обмоток. Коэффициенты проводимости увеличиваются с длиной l_s лишь незначительно.

Таблица 38

Коэффициенты проводимости лобового рассеяния асинхронных машин по Кюрцелю

Обмотка ротора	Обмотка статора		
	двухъярусная	трехъярусная	двухслойная
Двухъярусная	0,43	—	—
Трехъярусная	—	0,35	—
Двухслойная	0,36	0,31	0,32
Короткозамкнутая	0,35	0,31	0,30

Кроме того, существует целый ряд поправочных коэффициентов, учитывающих: 1) действительную форму сечений групп катушек, 2) расстояние между осями катушек (в пазах), 3) вылеты лобовых частей обмоток и 4) укорочение шага (в случае двухслойных обмоток). За исключением поправки на укорочение шага, все эти коэффициенты дают общую поправку менее чем на $\pm 20\%$, и поэтому рассматривать их не будем. Значения в табл. 38 справедливы без поправки для обычного практического конструктивного исполнения обмоток. Лишь влияние укорочения шага должно учитываться с помощью кривых по рис. 246. Кривые даны для различных отношений вылета гильз к полюсному делению a/τ .

Для однофазных обмоток опыты на моделях не производились, и здесь приводятся только приближенно оценочные значения. Для наиболее употребимых конструкций с отогнутыми катушками значения λ_s от 0,16 до 0,17 при l_s/τ от 1,3 до 1,9; эти значения хорошо согласуются с измерениями автора.

Другая возможность для определения реактивного сопротивления лобового рассеяния заключается в измерениях реактивных сопротивлений короткого замыкания на машинах с равными, за исключением длины, размерами. Эти машины должны, следовательно, иметь одинаковые диаметры, одинаковые сечения листовой стали, одинаковые длины и конструктивные исполнения лобовых частей обмоток.

Если отнести реактивные сопротивления короткого замыкания к равным числам витков и нанести эти значения на график в зависимости от длины активной стали, то соединительной линией нанесенных точек будет прямая. Продолжив эту прямую до оси ординат ($l = 0$), получаем величину реактивного сопротивления лобового рассеяния. Это исследование было проведено Барнесом (Barnes) [173] на небольшом электродвигателе с диаметром расточки 140 мм и четырьмя различными длинами активной стали (13; 26; 51; 102 мм). Статор имел двухслойную обмотку, а ротор короткозамкнутую обмотку с короткозамыкающим кольцом, прилегающим к пакету ротора. При отношении длин $l_s/\tau = 1,7$ Барнес установил для четырехполюсной машины $\lambda_s = 0,40$ и для шестиполюсной машины $\lambda_s = 0,51$, т. е. более высокие значения, чем по табл. 38.

Автор также провел аналогичные исследования на небольших машинах с двухслойными обмотками в статоре и короткозамкнутыми обмотками в роторе с прилегающими к пакету короткозамыкающими кольцами. При этом были проведены многочисленные измерения, так что можно было довольно точно определить среднюю величину. Измерения на четырехполюсных машинах с диаметрами расточки 85 и 150 мм и длиной активной стали 39, 70, 80, 105 и 160 мм дали величину $\lambda_s = 0,55$. Измерения на двухполюсных машинах показали меньшие значения, а на шестиполюсных машинах — несколько большие значения.

На основании многочисленных сравнений между рассчитанными и измеренными значениями реактивных сопротивлений короткого замыкания автор пришел к выводу, что значения по табл. 38 несколько занижены. Для электродвигателей с контактными кольцами, малых и тихоходных электродвигателей с короткозамкнутым ротором коэффициенты проводимости значительно выше и притом в тем большей мере, чем меньше сама машина. Найденные на основе этих данных значения коэффициентов проводимости приведены в табл. 39.

Коэффициенты проводимости, указанные в табл. 38 и 39, являются средними значениями для всех трех фаз обмотки. Как упоминалось, они справедливы для обеих обмоток вместе. Подразделение общего реактивного сопротивления лобового рассеяния на доли, приходящиеся на статор и ротор, производится с соответствием с отношением длин лобовых частей обеих обмоток.

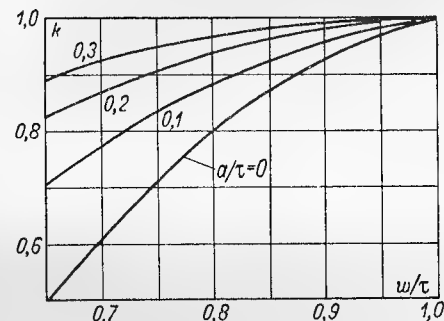


Рис. 246. Поправочный коэффициент k для коэффициента проводимости лобового рассеяния в зависимости от сокращения шага и вылета изоляционной гильзы.

Таблица 39

Коэффициенты проводимости лобового рассеяния асинхронных машин по данным измерений на малых машинах

Обмотка ротора	Обмотка статора		
	двухъярусная	трехъярусная	двухслойная
Двухъярусная	0,45—0,60	—	—
Трехъярусная	—	0,4—0,5	—
Двухслойная	0,45—0,55	0,4—0,5	0,30—0,45
Короткозамкнутая	0,35—0,55	0,31—0,40	0,28—0,35

В случае прилегающих к пакету ротора короткозамыкающих колец можно считать, что приблизительно 7% реактивного сопротивления лобового рассеяния приходится на роторную обмотку. Если короткозамыкающие кольца удалены от пакета стали на 0,15 τ , то доля роторной обмотки возрастает до 26%.

Коэффициент проводимости лобового рассеяния синхронных машин был определен Вайсхаймером (Weissheimer) экспериментальным путем на моделях. Значения λ_s для различных обмоток приведены в табл. 40. Здесь также должны применяться поправочные коэффициенты, указанные для асинхронных машин. Их значения, однако, невелики. Ввиду условности расчета реактивных сопротивлений рассеяния высокая точность практически не требуется. Лишь в случае применения выполненных из магнитного материала бандажей обмотки ротора неявнополюсных машин поправочный коэффициент имеет большую величину [25]. Однако такие бандажки в настоящее время почти не применяются.

Таблица 40

Коэффициенты проводимости лобового рассеяния синхронных машин по Вайсхаймеру (Weissheimer) [174]

Обмотка	l_s/τ	Неявно-выраженные полюсы	Явно-выраженные полюсы
Однофазная—неотогнутая	1,1—1,26	0,06—0,09	0,10—0,12
Однофазная—отогнутая	1,3—1,9	0,12—0,15	0,17—0,18
Двухъярусная	1,65—2,5	0,24—0,34	0,28—0,34
Трехъярусная	1,45—2,5	0,21—0,28	0,25—0,29
Однослойная	1,8—2,9	0,33—0,30	0,36—0,32
Двухслойная	1,8—2,9	0,26—0,23	0,28—0,25

У однофазных коллекторных машин коэффициент рассеяния обмотки статора при неотогнутых катушках составляет $\lambda_s \approx 0,1$, а при отогнутых катушках $\lambda_s \approx 0,17$. Коэффициент рассеяния коллекторных обмоток при однофазном питании $\lambda_s \approx 0,1$.

Коэффициенты проводимости обмоток коллекторных машин трехфазного тока могут определяться по табл. 38 и 39 для асинхрон-

ных машин. По измерениям автора, проводимости выполненных машин с питанием со стороны статора выше, чем у асинхронных машин. Для статорной обмотки можно принять $\lambda_s = 0,3$, а для коллекторной обмотки $\lambda_s = 0,25$. У машин с питанием со стороны ротора коэффициент рассеяния первичной обмотки (ротора) составляет $\lambda_s = 0,25$, вторичной обмотки (статора) $\lambda_s = 0,25 \div 0,3$ и коллекторной обмотки относительно вторичной обмотки $\lambda_s = 0,50 \div 0,1$, а относительно вторичной обмотки $\lambda_s = 0,2 \div 0,25$.

В общем измерения, проведенные автором на выполненных машинах всех типов показывают, что лобовое рассеяние более значительно, чем по теоретическим или экспериментальным исследованиям на моделях, выполненным ранее. Причина этого до сих пор не выяснена, вследствие чего нет смысла приводить какие-либо очень точные цифры.

5. РАССЕЯНИЕ ПОЛЮСОВ

При рассмотрении картин полей упоминалось, что из этих картин можно вычислять как полезный поток, так и поток рассеяния. Для этого необходимо подсчитать количество элементарных трубок магнитных силовых линий, выходящих из рассматриваемого полюса и входящих в якорь или в соседний полюс. Обозначим количество первых через m_h , а вторых через m_s . Поток рассеяния будет составлять:

$$\Phi \sigma_p = \mu_0 m_s l_t M_p, \quad (761)$$

где M_p — магнитная напряженность между полюсными башмаками. Коэффициент рассеяния при этом составляет:

$$\sigma_p = m_s/m_h. \quad (762)$$

Такое определение коэффициента рассеяния справедливо лишь для случая, когда обмотка якоря машин переменного тока имеет диаметральный шаг или когда у машин постоянного тока щетки находятся строго в нейтральной зоне.

Если у машин постоянного тока щетки смещаются из нейтральной зоны или если у машин переменного тока шаг укорачивается или удлиняется ($W \leq \tau$), то главный поток, т. е. поток, сцепленный с обмоткой, уменьшается, в то время как поток рассеяния увеличивается на ту же величину. Часть потока, проходящего через зазор, которая не взаимодействует с обмоткой, становится теперь потоком рассеяния. В случае обмоток трехфазного тока одна фаза обмотки занимает известную часть окружности якоря (при $m = 3$ занята $1/6$ часть окружности якоря). При этом коэффициент рассеяния (с $\xi = 3/\pi$) будет:

$$\sigma_p = \frac{(1 + \xi) m_s}{(1 - \xi) m_h} \approx 1,09 m_s/m_h. \quad (763)$$

Это повышение коэффициента рассеяния было, как описано ниже, проверено экспериментальным путем (рис. 247). Было установлено

повышение приблизительно на 4%, т. е. меньше, чем по (763). Это объясняется тем, что во время опытов поле было не чисто синусоидальным.

Рассеяние полюсов может определяться с помощью описанных электрических моделей (см. [69], стр. 319). Особенно простым является определение полюсного рассеяния на холостом ходу, что отмечалось несколькими авторами [70 и 71]. На холостом ходу возбуждается только полюсная обмотка; следовательно, модель надо питать в точках *A* и *B* (рис. 86, *a*). Полный поток полюсов в месте обмотки (точка *A*) пропорционален сопротивлению R_{AB} ,

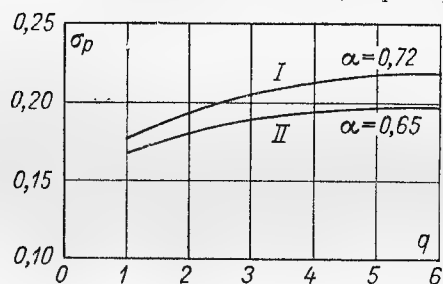


Рис. 247. Измеренные на модели значения полюсного рассеяния в зависимости от числа пазов на полюс и фазу.

полезный поток пропорционален сопротивлению R_{BM} , а поток рассеяния пропорционален сопротивлению R_{AM} . Отсюда следует, что коэффициент рассеяния может быть выражен отношением $\sigma_p = R_{AM}/R_{BM}$. Такое определение является строгим, если обмотка возбуждения действительно сконцентрирована в одной точке (*A*). Если же, напротив, как это в большинстве случаев имеет место, обмотка распределена по высоте полюса, то на участке *AE* поток рассеяния не возникает. Поэтому мы будем ближе к действительному положению, если при питании в точке *A* поток рассеяния будет измеряться только вдоль отрезка *EM*. На модели крупного генератора при питании в центре сердечника (точка *A* на рис. 86, *a*) было установлено, что $\sigma_p = R_{EM}/R_{MB} = 20,5\%$. Если же при определении потока рассеяния исходить из сопротивления R_{AM} то получится $\sigma_p = R_{AM}/R_{MB} = 30,5\%$. Путем вычерчивания элементарных трубок магнитных силовых линий получается $\sigma_p = 21\%$.

Модель также позволяет определять поток в любой части полюсного сердечника. Если например, желательно узнать величину потока, проходящего через самую узкую часть полюсных башмаков (отрезок *ab* на рис. 86, *a*), то для этого надо только измерить соответствующее сопротивление R_{ab} между точками *a* и *b*. Здесь поток будет составлять R_{ab}/R_{MB} -кратную часть полезного потока.

Рассеяние полюсов машин постоянного тока также может определяться по описанному методу, причем для главных полюсов оно устанавливается просто в виде отношения $\sigma_p = R_{EM}/R_{BM} = 0,205$ при питании в точках *A* и *B*, а для добавочных полюсов оно может быть определено лишь приближенно. В частности, если реакция якоря полностью компенсируется, то определение производится так же, как для главных полюсов. Питание производят в точках *C* и *M* (рис. 96) и получают рассеяние в виде отношения

$\sigma_{Kp0} = R_{FM}/R_{BM} = 0,00303/0,00925 = 0,33$. Этот случай относится, однако, только к компенсированным машинам и является также приближенным, ибо компенсация реакции якоря в междуполусном промежутке неполная.

Для того чтобы определить рассеяние некомпенсированной машины, необходимо вычертить кривую поля под добавочным полюсом при нагрузке. Если же, напротив, удовлетворительной считается приближенная величина, то можно рекомендовать следующее упрощенное определение, при котором надо знать только рассеяние $\sigma_{Kp0} = R_{FM}/R_{BM}$. Пусть реакция якоря под серединой добавочных полюсов выражается намагничивающей силой $0,95 \theta_a$, простирающейся на всю ширину добавочных полюсов. При этом намагничивающая сила добавочных полюсов будет составлять $0_{Kp} = k\theta_a \approx 1,25 \theta_a$. Если примем поток якоря равным $0,95$, то выходящий из добавочного полюса поток будет равен k , а поток рассеяния $k\sigma_{Kp0}$; отсюда следует, что рассеяние $\sigma_{Kp} \approx \sigma_{Kp0} \frac{k}{k-0,95}$. В нашем примере $\sigma_{Kp0} = 0,33$ и $k = 1,25$, а следовательно, $\sigma_{Kp} = 1,37$.

6. РАССЕЯНИЕ ВЫСШИХ ГАРМОНИЧЕСКИХ ИЛИ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ РАССЕЯНИЕ В ЗАЗОРЕ

Реактивное сопротивление рассеяния высших гармонических в воздушном зазоре определяется по главному реактивному сопротивлению по (84) и коэффициенту рассеяния по (769) и (781). Главное реактивное сопротивление рассчитывается без учета коэффициента Картера, однако с учетом насыщения стали, так как оно оказывает влияние на часть высших гармонических. Очень практично производить расчет со средней величиной между нормально насыщенным и ненасыщенным значениями для X_h . Коэффициенты рассеяния, которые определяем по (769) и (781), справедливы для пазового раскрытия $S = 0$. Влияние пазового раскрытия учитывается посредством коэффициента k_N по рис. 258.

а) Обычные обмотки

Определение рассеяния в воздушном зазоре производится на основе эквивалентной схемы по рис. 128. Если пренебречь демпфирующим влиянием обмотки ротора на поля высших гармонических ($\rho_{2v} = 1$), то рассеяние высших гармонических в воздушном зазоре будет составлять:

$$X_{10} = \sum_{v \neq 1} X_{1hv}. \quad (764)$$

Далее можно пренебречь коэффициентом раскрытия паза, т. е. принять $\xi'_{Nv} = 1$. Погрешности, возникающие вследствие этих упрощений, имеют взаимно противоположную направленность

и частично компенсируют друг друга. При этом коэффициент рассеяния воздушного зазора составляет:

$$\sigma_{10} = \frac{X_{10}}{X_{1h}} = \sum_{v=1} \left(\frac{\xi_{1v}}{v \xi_{1,1}} \right)^2, \quad (765)$$

где X_{1h} — главное реактивное сопротивление статорной обмотки по (84); $\xi_{1,1}$ — обмоточный коэффициент статорной обмотки для основной гармонической; ξ_{1v} — обмоточный коэффициент статорной обмотки для v -й высшей гармонической.

Уравнение (765) дает очень хорошие результаты для всех обычных симметричных обмоток. Для обмоток с очень большими гармоническими, в особенности низкого порядка, а также для обмоток с дробным числом пазов на полюс и фазу с низшими гармоническими это уравнение справедливо в меньшей степени, так как коэффициент демпфирования становится $\rho_{2v} < 1$, вследствие чего его необходимо вводить в расчет.

Выражение для σ_{10} в (765) является, правда, простым, но дается в виде бесконечного ряда и поэтому для практических расчетов неудобно. С другой стороны, оно позволяет учитывать как коэффициент демпфирования, так и коэффициент раскрытия пазов.

Во многих случаях, когда не требуется очень большая точность, коэффициент рассеяния может рассчитываться по (765) с конечным числом членов. С помощью другого метода расчета, который рассмотрим ниже, можно избежать суммирования этого ряда; однако он справедлив только для $\rho_{2v} = \xi_{Nv} = 1$.

Магнитная энергия поля пропорциональна индуктивности, а вместе с тем и реактивному сопротивлению. Поэтому коэффициент рассеяния может быть рассчитан также и по магнитной энергии:

$$\sigma_0 = \frac{W - W_1}{W_1} = \frac{W}{W_1} - 1, \quad (766)$$

где W — магнитная энергия действительного поля со ступенчатой характеристикой; W_1 — магнитная энергия основного поля.

Магнитная энергия ступенчатого поля с индукцией b и напряженностью h под каждым зубцом определяется путем суммирования, охватывающего все N зубцов по окружности якоря:

$$W = \frac{1}{2} \int h b dT = \frac{T}{2\mu_0} \sum \frac{b^2}{N}, \quad (767)$$

где $T = 2 \pi l_i \delta$ — полный объем воздушного зазора.

Магнитная энергия многофазного поля основной гармонической с индукцией в воздушном зазоре B от одной фазы и с амплитудой основной гармонической $B_1 = 4 m \xi_{1,1} B / 2 \pi$ будет составлять:

$$W_1 = \frac{T}{2\mu_0} \left(\frac{B_1}{\sqrt{2}} \right)^2 = \frac{T m^2}{\mu_0 \pi^2} \xi_{1,1}^2 B^2. \quad (768)$$

При этом коэффициент рассеяния будет по (766) равен

$$\sigma_0 = \frac{\pi^2}{2 m^2 \xi_{1,1}^2} \cdot \frac{\sum b^2}{N B^2} - 1. \quad (769)$$

Для его расчета необходимо знать значения индукции b под зубцами и индукции воздушного зазора B для одной фазы. Эти величины можно очень легко определить по многоугольнику намагничивающих сил.

На рис. 248, а показана линейная токовая нагрузка обычной трехфазной обмотки под одной парой полюсов. Если проинтегрировать линейную токовую нагрузку вдоль окружности якоря с уче-

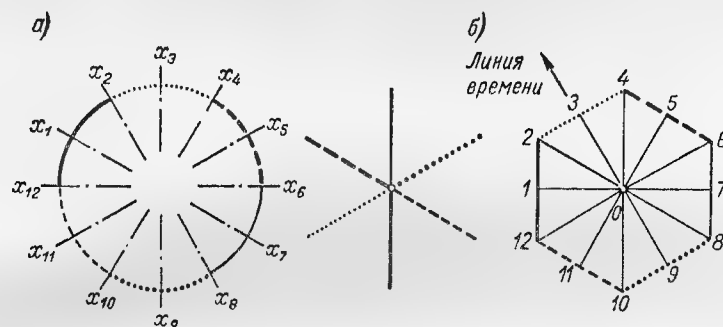


Рис. 248. а — линейная токовая нагрузка; б — векторная диаграмма токов и многоугольник н. с. неукороченной трехфазной обмотки.

том указанных на рис. 248 фаз, то получается замкнутый шестиугольник (рис. 248, б), причем точки x_1, x_2 по окружности якоря соответствуют точкам 1, 2 на шестиугольнике. Кривая интегрирования линейной токовой нагрузки является кривой возбуждения поля, а шестиугольник представляет собой величины магнитных напряженностей.

Ввиду постоянной величины воздушного зазора и пренебрежения напряженностью в стали шестиугольник одновременно представляет магнитную индукцию в воздушном зазоре машины. Если линейная токовая нагрузка распределяется вдоль окружности якоря неравномерно и сконцентрирована, например, для паза 1 на середине участка $x_{12}-x_1$, то кривая возбуждения поля становится ступенчатой кривой. Лучи 01, 02 в шестиугольнике выражают магнитную напряженность, а также индукцию под зубцами. Сторона многоугольника, например 12—2, дает амплитуду намагничивающей силы стороны группы катушек, по которой протекает один и тот же ток, т. е. двойную величину магнитной напряженности одной фазы.

Индукция B одной фазы выражается в шестиугольнике половиной стороны или одной четвертью диагонали. Для того чтобы найти суммарное выражение $\sum b^2$, необходимо спроектировать

лучи 01, 02 на ось времени и просуммировать квадраты их проекций. Этот расчет соответствует расчету момента инерции, отнесенного к определенной оси. Величина $(1 + \sigma_0)$ является отношением полярного момента инерции соответствующих пазам точек многоугольника к полярному моменту инерции окружности, соответствующей основной гармонической.

В случае симметричных фигур моменты инерции, отнесенные к любой из осей, равны между собой, и поэтому можем выбрать для расчета наиболее благоприятное положение оси времени. На рис. 248, в она расположена перпендикулярно к отрезку 24. Для



Рис. 249. а — векторная диаграмма токов; б — многоугольник н. с. неукороченной двухфазной обмотки.

Однако для обычных симметричных трехфазных однослойных обмоток, как правило, справедливо [25]:

$$\frac{\sum b^2}{NB^2} = \frac{5q^2 + 1}{3q^2}, \quad (770)$$

а для симметричной двухфазной однослойной обмотки, векторная диаграмма токов и многоугольник напряженностей которой изображены на рис. 249, справедливо:

$$\frac{\sum b^2}{NB^2} = \frac{3q^2 + 1}{3q^2}. \quad (771)$$

Рассчитанные по (770) и (771) значения коэффициентов рассеяния для различных чисел q и пазов без скося приведены в табл. 41.

Таблица 41

Коэффициент рассеяния в воздушном зазоре для симметричных однослойных обмоток с пазами без скося (в процентах)

$q =$	1	2	3	4	5	6	8	∞
Трехфазная обмотка	9,7	2,85	1,41	0,88	0,65	0,52	0,39	0,215
Двухфазная обмотка	23,4	8,45	4,68	3,30	2,65	2,29	—	1,64
Однофазная обмотка, обмотанная на $\frac{2}{3}$	—	9,7	—	2,85	—	1,41	0,88	0,215

Двухфазная обмотка имеет при том же числе пазов значительно более высокое рассеяние воздушного зазора, чем трехфазная обмотка, несмотря на то, что число q у двухфазной обмотки в $1\frac{1}{2}$ раза больше, чем у трехфазной. Так, например, при $N/p = 12$ для трехфазной обмотки будет $\sigma_0 = 2,85\%$, а для двухфазной — $\sigma_0 = 4,68\%$.

В двухслойной обмотке с укороченным шагом (хордовая обмотка) по окружности якоря образуются зоны, в которых верхний и нижний слой относятся к различным фазам (рис. 250). Расчет, который здесь не воспроизводится [25], дает:

$$\frac{\sum b^2}{NB^2} = \frac{5q^2 + 1 + \varepsilon^2/4q - 3\varepsilon^2/2 - \varepsilon/4q}{3q^2}. \quad (772)$$

Уравнение (772) справедливо как для четных, так и для нечетных значений q , если укорочение $\varepsilon = mq(1 - W/\tau) \leq 1$.

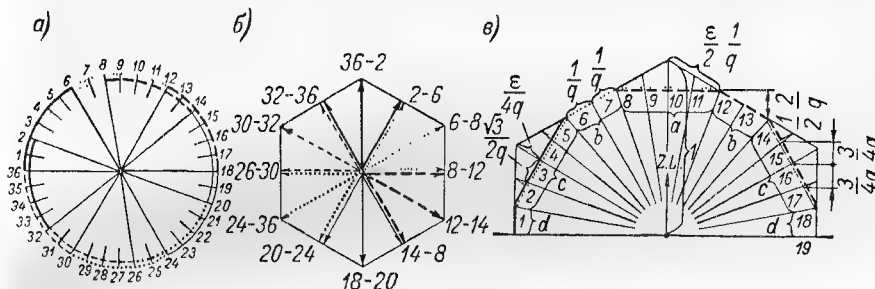


Рис. 250. Трехфазная двухслойная обмотка с укороченным шагом ($q = 6$, $\varepsilon = 4$): а — линейная токовая нагрузка; б — векторная диаграмма токов; в — многоугольник н. с.

На рис. 251, а и б приведены значения коэффициента рассеяния для трех- и двухфазных обмоток при различных числах пазов q на полюс и фазу и нескошенных пазах в зависимости от относительного шага W/τ . При $W/\tau = 0,82$ рассеяние в воздушном зазоре трехфазной обмотки является наименьшим. Маленькие кружочки на кривых показывают значения, которые действительно достигаются с учетом конечного числа пазов. Так, например, для трехфазной обмотки с $q = 3$ возможны только шаги по пазам с 9, 8, 7 и 6 пазовыми делениями, причем будет $W/\tau = 1,00; 0,89; 0,78$ и $0,67$.

Рихтер [25] разложил обмоточный коэффициент (769) в ряд и получил для коэффициентов рассеяния трехфазной обмотки следующие выражения:

$$W/\tau = 1 \quad \sigma_0 = 0,00215 + \frac{0,10885}{q^2} - \frac{0,01497}{q^4} + \frac{0,00060}{q^6} \dots$$

$$W/\tau = 5/6 \quad \sigma_0 = 0,00026 + \frac{0,09056}{q^2} - \frac{0,01384}{q^4} + \frac{0,00061}{q^6} \dots$$

$$W/\tau = 7/9 \quad \sigma_0 = 0,00040 + \frac{0,09773}{q^2} - \frac{0,01384}{q^4} + \frac{0,00057}{q^6} \dots$$

Хотя до сих пор речь шла только о статорных обмотках, введенные уравнения и полученные значения справедливы также и для обычных роторных обмоток. При этом необходимо лишь заменить индекс 1 индексом 2.

Описанный метод может очень просто применяться и к более сложным обмоткам или их схемам. Следует, однако, принимать во

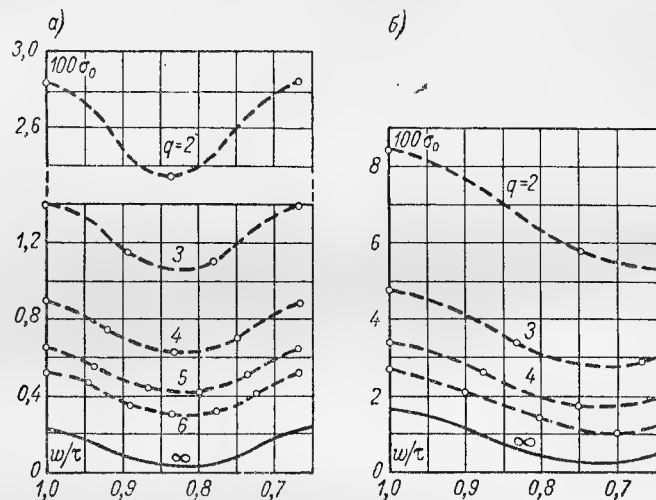


Рис. 251. Коэффициент рассеяния в зависимости от сокращения шага: а — для трехфазной; б — для двухфазной обмотки.

внимание, что для данного метода характерно пренебрежение реакцией тока ротора, а это для многих сложных обмоток, учитывая большие величины высших гармонических, недопустимо. Все низшие гармонические требуют учета демпфирования.

б) Многоугольник намагничивающих сил и его значение

Многоугольник намагничивающих сил, с которым мы познакомились в предыдущем разделе, позволяет не только просто рассчитывать рассеяние в воздушном зазоре, но и определять различные свойства обмотки [177]. Многоугольник симметричной m -фазной обмотки симметричен относительно m осей лишь в том случае, если в воздушном зазоре встречаются только гармонические порядка

$$v = mk \pm 1, \quad (773)$$

где k — любое целое число.

Гармонические третьего порядка вращающегося поля не создают: В этом случае многоугольник переходит в прямую линию.

Форма многоугольника позволяет делать вывод о наличии тех или иных гармонических в поле воздушного зазора. Для этого надо вычертить многоугольник обмотки единичной машины, т. е. такой обмотки, распределение поля которой повторяется только один раз. При этом многоугольник надо обойти p_u раз, прежде чем он замкнется. У обычных обмоток $p_u = 1$, однако для специальных обмоток может быть также $p_u > 1$. В воздушном зазоре такой единичной обмотки, как правило, могут возникать как четные, так и нечетные гармонические порядка v .

Четные гармонические (относительно исходной обмотки) исчезают в том случае, когда положительные и отрицательные полу-волны являются зеркально симметричными. Это означает, что соответствующий многоугольник построен симметрично относительно центра тяжести. При несимметричном многоугольнике наряду с нечетными встречаются и четные гармонические относительно порядка p_u исходной обмотки.

Четные гармонические могут вызвать одностороннее магнитное тяжение, в частности в том случае, если односторонние силы исходных обмоток, которые возникают при наличии четных гармонических, взаимно не уничтожаются. Для этого результирующий многоугольник должен быть несимметричным относительно центра тяжести и может замыкаться только после того, как будет обойдена вся окружность якоря.

Мы уже упомянули, что при переменном поле многоугольник превращается в прямую. Если в воздушном зазоре имеются переменные поля, то магнитная энергия будет во времени непостоянной, т. е. момент инерции многоугольника будет для различных осей неодинаковым. При этом достаточно определить аксиальный момент инерции для многоугольника (построенного по точкам, соответствующим пазам) относительно двух взаимно перпендикулярных осей. Если эти два момента инерции не равны между собой, то это означает, что в воздушном зазоре возникают переменные поля. Если же они равны, то в воздушном зазоре действуют только вращающиеся поля.

Иногда возникает вопрос о том, оказывают ли две обмотки, расположенные в одной и той же машине, друг на друга магнитное влияние или нет, например в электродвигателях с переключающимися полюсами. Если обе обмотки независимы друг от друга, т. е. если их взаимная индукция равна нулю, то магнитная энергия результирующего поля будет равна сумме составляющих энергий, соответствующих каждой обмотке в отдельности. Это справедливо для двух произвольно выбранных, но различных сдвигов по фазе между обеими намагничивающими силами. Полярный момент инерции многоугольника, вычерченного для двух различных намагничивающих сил, должен быть равен сумме полярных моментов многоугольников для каждой обмотки в отдельности.

Между энергией воздушного зазора W и коэффициентом самоиндукции L в случае симметричной m -фазной обмотки существует

пропорциональная зависимость $L \sim W/J^2$. Деление на J^2 означает, что в прямоугольнике следует брать вместо расстояний от оси расстояния от его центра тяжести. Если выразить магнитную энергию через момент инерции соответствующих пазов точек многоугольника по отношению к одной оси, то самоиндукция будет выражаться полярным моментом инерции тех же точек относительно центра тяжести многоугольника. Эта теорема была впервые опубликована Крондлем (Kronld) [177a]. С ее помощью можно очень просто определять рассеяния воздушного зазора для различных обмоток. Основная гармоническая дается окружностью с радиусом R_1 , величина которого определяется из следующего уравнения

$2\pi R_1 (p/p_u) = k_1 X$, (774)

где $k_1 X$ — полный периметр многоугольника единичной обмотки, причем в случае многослойных обмоток для определения R_1 в качестве намагничивающей силы паза должна подставляться алгебраическая, а не геометрическая сумма намагничивающих сил отдельных слоев. При соответствующем радиусе инерции многоугольника R_g рассеяние воздушного зазора будет составлять:

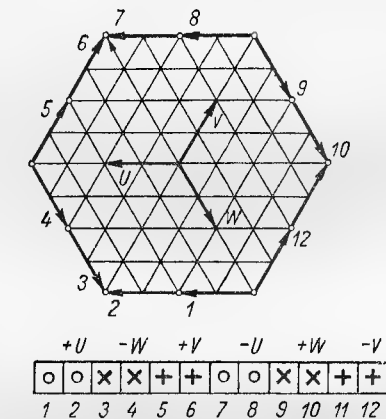


Рис. 252. Многоугольник н. с. трехфазной однослойной обмотки с $q=2$.

$$\sigma_o = \frac{L}{L_1} - 1 = \frac{\text{полярный момент инерции соответствующих пазов точек многоугольника}}{\text{полярный момент инерции окружности, соответствующей основной гармонической}} - 1 = \left(\frac{R_g}{R_1} \right)^2 - 1. \quad (775)$$

Если многоугольник симметричен относительно k осей, то достаточно рассмотреть k -ю часть многоугольника и окружности. Применим этот метод к конкретным случаям [177].

В качестве первого примера рассмотрим обычную однослойную обмотку с неукороченным шагом, для которой в предыдущем подразделе мы уже определили коэффициент рассеяния. При $q=2$ получим показанный на рис. 252 шестиугольник. Пазы указаны здесь небольшими кружочками 1, 2, ... Для упрощения расчета шестиугольник подразделен на треугольники, стороны которых принимаются равными единице. Полярный момент инерции одной шестой части шестиугольника равен $2^2 + (2\sqrt{3}/2)^2 = 7$, откуда средний радиус будет составлять $R_g = 7/2$. Радиус инерции основной гармонической равен

$$R_1 = 12\xi_1/2\pi = 6 \cdot 0,966/\pi;$$

отсюда получаем коэффициент рассеяния

$$\sigma_o = \frac{7/2}{(6 \cdot 0,966/\pi)^2} - 1 = 0,0287.$$

В качестве второго примера возьмем двухслойную обмотку с $q=2$ и укорочением шага $W = 5/6\pi$. Соответствующий многоугольник показан на рис. 253; из него получаем:

$$R_g^2 = (V\sqrt{3}/4)^2 + (1,75)^2 = 13/4; \quad R_1 = 6 \cdot 0,933/\pi;$$

$$\sigma_o = \frac{13/4}{(6 \cdot 0,933/\pi)^2} - 1 = 0,024.$$

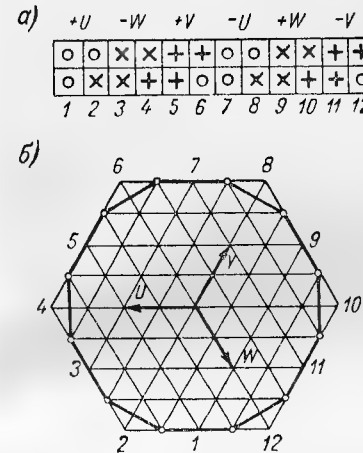


Рис. 253. Трехфазная двухслойная обмотка с $q=2$ и $W=5/6\pi$: а — токи в проводниках; б — многоугольник н. с.

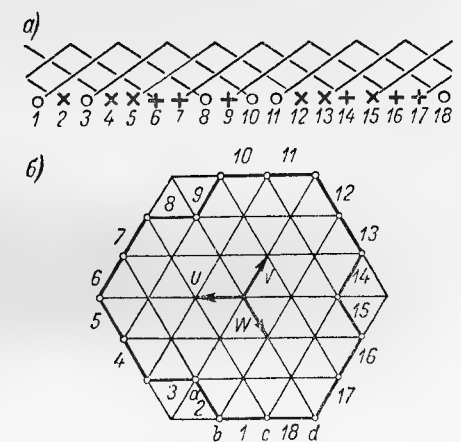


Рис. 254. Трехфазная однослойная обмотка с катушками одинаковой ширины и $q=3$: а — токи в проводниках; б — многоугольник н. с.

В качестве третьего примера рассмотрим однослойную обмотку с нечетным числом пазов на полюс и фазу ($q=3$) и величиной шага $W = 7/9\pi$. При этом получаются две зоны, одна с одним пазом, а другая с двумя пазами. Схема обмотки показана на рис. 254, а, а соответствующий обмотке многоугольник — на рис. 254, б. Полярный момент инерции третьей части составляет:

$$I_a + 2(I_b + I_c) + I_d = 2^2 + 4[(3\sqrt{3}/2)^2 + (1/2)^2] = 41,$$

откуда средний момент инерции $R_g^2 = 41/6$.

Обмоточный коэффициент

$$\xi_1 = \sin \frac{7\pi}{9 \cdot 2} \cdot \frac{1/2}{9/6 \cdot \sin \pi/9} \sin \frac{9 - (2-1)}{9} \cdot \frac{\pi}{2} = 0,902.$$

Радиус инерции основной гармонической

$$R_1 = 18 \cdot 0,902/2\pi,$$

а коэффициент рассеяния

$$\sigma_0 = \frac{41/6}{(9 \cdot 0,902/\pi)^2} - 1 = 0,0236.$$

Это значение больше значения коэффициента рассеяния той же обмотки без укорочения шага (0,014). Многоугольник асимметричен относительно центра тяжести; поэтому возникают четные гармонической, которые вызывают в двухполюсной машине одно-стороннее магнитное тяжение.

В качестве последнего примера рассмотрим лягушечью обмотку, которая в последнее время с успехом применяется в коллекторных электродвигателях трехфазного тока. Эта обмотка состоит из комбинации волновой и петлевой обмоток. Распределение тока в такой обмотке с числом пазов $N = 18$ и укорочением шага $W = \frac{8}{9}\tau = 16$ показаны на рис. 255, а и б для двух различных углов сдвига щеток $\alpha = \pi/9 = 20^\circ$ и $\alpha = 2\pi/9 = 40^\circ$. При двойном комплекте щеток, т. е. при шестищеточной схеме, щетки одной фазы образуют на коллекторе угол $180 - 2\alpha$, т. е. 140° и соответственно 100° . Схемы по рис. 255, а и б справедливы для $u = 1$, т. е. для одной стороны катушки на ширину паза.

На рис. 255, в приведен многоугольник обмотки для бесконечно узких щеток. Многоугольник aab справедлив для угла $\alpha = 20^\circ$. Полярный момент инерции многоугольника составляет $12I_a + 6I_b = 12[2^2 + (12\sqrt{3}/2)^2] + 6 \cdot 11^2 = 18R_g^2$, откуда квадрат среднего радиуса инерции $R_g^2 = 115$.

Обмоточный коэффициент составляет:

$$\xi_1 = \sin \frac{8\pi}{9 \cdot 2} \frac{1/2}{18/6 \sin \pi/18} \sin \frac{8\pi}{9 \cdot 2} = 0,931.$$

Далее получим:

$$R_1 = 18 \cdot 4 \cdot 0,931/2\pi = 10,66,$$

и коэффициент рассеяния будет равен

$$\sigma_0 = \frac{115}{10,66^2} - 1 = 0,0109.$$

Для угла сдвига щеток $\alpha = 40^\circ$ получается многоугольник, который задается точками α, β, β на рис. 255, в. Момент инерции составляет:

$$18R_g^2 = 6I_a + 12I_\beta = 6(12\sqrt{3}/2)^2 + 12[10^2 + (2\sqrt{3}/2)^2] = 1884,$$

откуда $R_g^2 = 1884/18 = 104,5$.

Обмоточный коэффициент

$$\xi_1 = \sin \frac{8\pi}{9 \cdot 2} \cdot \frac{1/2}{18/6 \sin \pi \cdot 18} \sin \frac{7\pi}{9 \cdot 2} = 0,888;$$

радиус инерции основной волны

$$R_1 = 18 \cdot 4 \cdot 0,888/2\pi = 10,175,$$

откуда коэффициент рассеяния

$$\sigma_0 = \frac{104,5}{10,175^2} - 1 = 0,0103.$$

Несмотря на укорочение шага обмотки и сдвиг щеток, многоугольник является в обоих случаях симметричным относительно

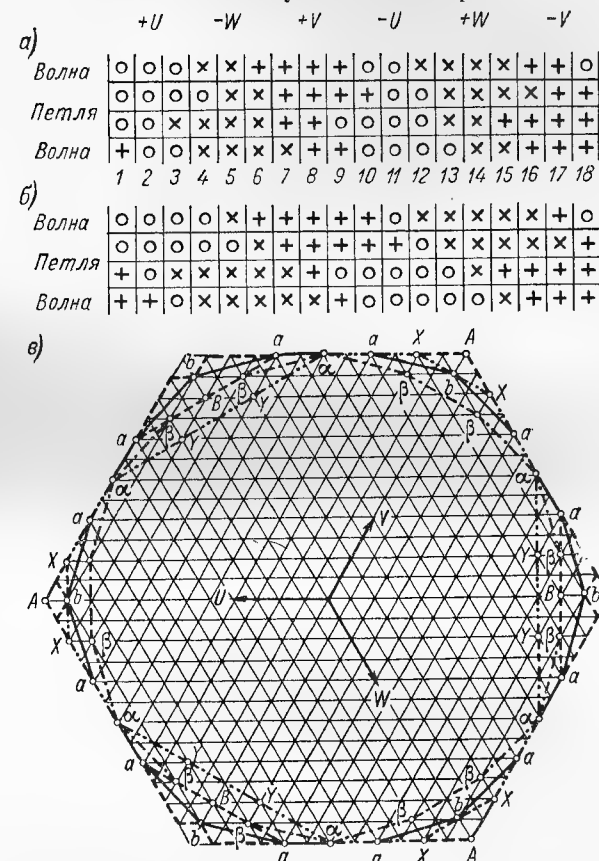


Рис. 255. Лягушачья обмотка с $N = 18$, $p = 1$ и $W = 8/9\tau$: а — точки в проводниках при угле сдвига щеток $\pi/9$; б — точки в проводниках при угле сдвига щеток $2\pi/9$; в — многоугольники н. с. с точками aab и т. д. при угле сдвига щеток $\pi/9$ и точками $\alpha\beta\beta$ и т. д. при угле сдвига щеток $2\pi/9$. Обычной трехфазной обмотке соответствуют при угле сдвига щеток $\pi/9$ точки aaB , aaA и т. д., а при угле сдвига щеток $2\pi/9$ — точки αXX , αYY и т. д.

центра тяжести; следовательно, четные гармонические не возникают.

Если же применяется обычная обмотка (петлевая или волновая), то на рис. 255, в получается многоугольник, который при $\alpha = 20^\circ$ задается точками a, a, B, a, a, A . Он несимметричен

относительно центра тяжести, т. е. имеет четные гармонические. Момент инерции будет равен

$$12I_a + 3I_A + 3I_B = 12 [2^2 + (12\sqrt{3}/2)^2] + 3 \cdot 12^2 + 3 \cdot 10^2 = 2076,$$

откуда $R_g^2 = 2076/18 = 115,33$.

При обмоточном коэффициенте $\xi_1 = 0,931$ и $R_1 = 10,66$ получаем коэффициент рассеяния

$$\sigma_0 = \frac{115,33}{10,66^2} - 1 = 0,0138.$$

При сдвиге щеток $\alpha = 40^\circ$ многоугольник задается точками α, x, α, y, y . Момент инерции составляет:

$$6I_a + 6I_x + 6I_y = 6 (12\sqrt{3}/2)^2 + 6 [11^2 + (2\sqrt{3}/2)^2] + 6 [9^2 + (2\sqrt{3}/2)^2] = 1896,$$

откуда $R_g^2 = 1896/18 = 105,33$.

При $\xi_1 = 0,888$ и $R_1 = 10,175$ получаем коэффициент рассеяния

$$\sigma_0 = \frac{105,33}{10,175^2} - 1 = 0,0173.$$

Коэффициент рассеяния обычной обмотки при сдвиге щеток из диаметрального положения имеет значительно большую величину, чем в случае обмотки Лятура. Следовательно, последняя обмотка имеет при ее применении в питаемых со стороны ротора коллекторных электродвигателях трехфазного тока известные преимущества.

в) Короткозамкнутая обмотка

Расчет рассеяния в воздушном зазоре для короткозамкнутой обмотки производится также по (769). Многоугольник напряжения короткозамкнутой обмотки имеет N_2 сторон, которые образуют между собой фазовый угол α [см. (565)]. Ввиду того, что число пазов N_2 , как правило, на число пар полюсов не делится, многоугольник за один обход не замыкается. Стороны многоугольника между собой не совпадают, и суммирование должно производиться по всей окружности якоря. Если обозначить через R расстояние от центра до вершины многоугольника, то сумма будет составлять:

$$\sum b^2 = \sum_{k=1}^{N_2} R^2 \sin^2 k\alpha = \frac{R^2}{2N_2}. \quad (776)$$

Индукция в воздушном зазоре одной фазы будет, как и прежде, равна половине длины стороны многоугольника, если число витков фазы равно по крайней мере единице, т. е. если $m_2 = N_2/p$. Если же мы хотим сохранить число фаз беличьей клетки $m_2 = N_2/p$, то индукция одной фазы будет равна полной длине стороны многоугольника. Конечный результат расчета остается в обоих случаях

420

одинаковым. Длина стороны равна $2R \sin \alpha/2$, а индукция в воздушном зазоре одной фазы

$$B = R \sin \alpha/2. \quad (777)$$

Коэффициент рассеяния в воздушном зазоре будет при этом с учетом скоса пазов ($\xi_{2,1} = \chi_{2,1}$) согласно (769), (565), (776) и (777) составлять:

$$\sigma_{20} = \frac{1}{\chi_{2,1}^2 \eta_{2,1}^2} - 1, \quad (778)$$

где

$$\chi_{2,1} = \frac{\sin \pi p b / N_2 \tau_{22}}{\tau p b / N_2 \tau_{22}} \quad \text{и} \quad \eta_{2,1} = \frac{\sin \pi p / N_2}{\pi p / N_2}. \quad (779) \text{ и } (780)$$

Уравнения (778)–(780) справедливы для основной гармонической. Для высшей гармонической первого порядка величину p в (779) и (780) заменяют на p_v . Уравнение (778) дает как рассеяние в воздушном зазоре, так и дополнительное рассеяние вследствие скошенного положения пазов. Можно также отделить оба эти рассеяния друг от друга. Дополнительное рассеяние вследствие скоса пазов дается уравнением (321), а для чистого рассеяния воздушного зазора получаем:

$$\sigma_{20} \approx \frac{1}{3} \left(\frac{\pi p}{N_2} \right)^2. \quad (781)$$

Уравнение (321) и (781) являются достаточно точными для

$$\frac{p}{N_2} \leq \frac{1}{10} \quad \text{и} \quad \frac{p b}{N_2 \tau_{22}} \leq \frac{1}{10}.$$

Эти условия выполняются практически для всех конструктивных исполнений короткозамкнутых обмоток.

Из сравнения (781) и (321) видно, что дополнительное рассеяние вследствие скоса пазов имеет величину приблизительно того же порядка, что и чистое рассеяние в воздушном зазоре. Оба рассеяния сильно зависят от числа пазов и в машинах с малым числом пазов могут составлять значительную часть общего рассеяния.

Иногда клетка состоит не из стержней, которые присоединены к двум кольцам, а из отдельных короткозамкнутых витков, причем в каждом пазу расположен только один стержень. Если каждый виток состоит из z стержней, то возникает многоугольник с $N' = N/z$ сторонами и фазовым углом $\alpha' = z\alpha$ (на рис. 188 число стержней $z = 2$). Кроме того, будет $\xi_{2,1} < 1$. Уравнение (780) примет в этом случае вид:

$$\eta_{2,1}' = \xi_{2,1} \frac{\sin \pi p / z N_2}{\pi p / z N_2}. \quad (780a)$$

Рассеяние в воздушном зазоре этой короткозамкнутой обмотки значительно больше рассеяния в воздушном зазоре обычной бескольцевой клетки.

г) Однофазная обмотка

Если $X_{01}^{(1)}$ — реактивное сопротивление рассеяния в воздушном зазоре, отнесенное к первичному реактивному сопротивлению $X_{hc} = X_h^{(1)} = 2X_{1h}$, где X_{1h} — реактивное сопротивление вращающегося поля двухфазной обмотки, то коэффициент рассеяния будет составлять:

$$\sigma_{01} = \frac{X_{01}^{(1)}}{2X_{1h}} - 1. \quad (782)$$

Такая же величина коэффициента рассеяния получается и в том случае, если однофазная машина, как это обычно бывает на практике, заменяется последовательной схемой двух двухфазных машин. В этом случае для каждой из фиктивных машин главное реактивное сопротивление будет X_{1h} , а реактивное сопротивление рассеяния воздушного зазора составляет $X_{01} = X_{01}^{(1)}/2$.

Рис. 256. Поле однофазного электродвигателя.

Расчет коэффициента рассеяния по магнитной энергии посредством (769) лучше всего производить исходя из предположения о двухфазной машине. Показанное на рис. 256 поле должно быть полем той фазы, в которой ток имеет в рассматриваемое мгновение максимальную величину; поле другой фазы равно при этом нулю. Обозначим общее число пазов через N_1 , число обмотанных пазов через N_b , а соответствующие числа пазов на полюс и фазу — через $Q = N_1/2p$ и $q = N_b/2p$. Если индукция в воздушном зазоре $B = 1$, то скачок индукции над пазом $b = 2/q$, а сумма будет составлять:

$$\begin{aligned} \sum \frac{b^2}{N_1 B^2} &= \frac{2p}{N_1} \left\{ 2 \frac{4}{q^2} [1 + 2^2 + \dots + (q/2 - 1)^2] + Q + 1 - q \right\} = \\ &= \frac{8p}{N_1} \left(\frac{Q}{4} - \frac{q}{6} + \frac{1}{6q} \right). \end{aligned} \quad (783)$$

Коэффициент рассеяния при $m = 2$ будет при этом согласно (769)

$$\sigma_{01} = \frac{\pi^2 p}{\xi_1^2 N_1} \left(\frac{Q}{4} - \frac{q}{6} + \frac{1}{6q} \right). \quad (782a)$$

В электродвигателях без вспомогательной обмотки в большинстве случаев обматываются две трети пазов, так как благодаря этому обеспечивается наиболее хорошее использование обмотки и подавление третьей гармонической.

Следовательно, здесь $Q = 3q/2$ и

$$\sigma_{01} = \frac{\pi^2 p}{\xi_1^2 N_1} \left(\frac{5q}{24} + \frac{1}{6q} \right) - 1. \quad (782б)$$

Интерес представляет еще сравнение коэффициента рассеяния однофазной машины (с двумя третями обмотанных пазов) и коэффициента рассеяния трехфазной машины при том же числе пазов. При этом следует учесть, что число пазов на полюс и фазу трехфазной машины вдвое меньше числа пазов на полюс и фазу однофазной машины. Кроме того, обмоточный коэффициент трехфазной машины больше обмоточного коэффициента однофазной машины. Если подставить эти величины в (769) и учесть также (770), то для трехфазной машины получится такой же коэффициент рассеяния, как для однофазной машины с равным числом пазов по (782б). Поэтому для однофазных машин также можно использовать значения табл. 41 при условии, что $q_{\text{одноф.}} = 2q_{\text{трехф.}}$.

Если у однофазного электродвигателя вспомогательная обмотка включается длительно, то стремятся к тому, чтобы эта обмотка также занимала больше пазовых делений. Если распределить общее число пазов пополам на обе обмотки, то путем соответствующего распределения катушек можно уменьшить рассеяние воздушного зазора.

В качестве примера возьмем четырехполюсный электродвигатель с 24 пазами. Без вспомогательной фазы и с 16 обмотанными пазами $\xi_1 = 0,834$ и $\sigma_{01} = 2,85\%$. При 12 обмотанных пазов на фазу можно выбрать распределение катушек по рис. 257, а или б.

При распределении по рис. 257, а получаем:

$$\xi_1 = (1 + 2 \cos 60^\circ)/3 = 0,91065;$$

$$\sum \frac{b^2}{N_1} = \frac{1}{6} \left[2 \left(\frac{1}{2} \right)^2 + 4 \left(\frac{3}{2} \right)^2 \right] = \frac{38}{24}; \quad B = 3/2;$$

$$\sigma_{01} = \frac{\pi^2 38}{2 \cdot 4 \cdot 0,91065^2 (3/2)^2 \cdot 24} - 1 = 0,047; \quad \xi_{1,3} = \frac{1}{3} = 0,333.$$

При распределении по рис. 257, б

$$\xi_1 = \frac{2(\cos 15^\circ + 0,5 \cos 45^\circ)}{3} = 0,87967;$$

$$\sum \frac{b^2}{N_1} = \frac{1}{6} [2 \cdot 1 + 3 (3/2)^2] = \frac{35}{24}; \quad B = 3/2;$$

$$\sigma_{01} = \frac{\pi^2 35}{2 \cdot 4 \cdot 0,87967^2 (3/2)^2 \cdot 24} - 1 = 0,03335;$$

$$\xi_{1,3} = \frac{2 \cdot 0,5 \cos 45^\circ}{3} = \frac{1}{3\sqrt{2}} = 0,236.$$

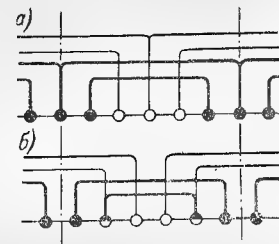


Рис. 257. Однофазная обмотка для $p=2$ и $N=24$; а — с 12 полностью обмотанными пазовыми делениями, б — с 8 полностью и 8 полуобмотанными пазовыми делениями.

Эта обмотка имеет значительно меньшее рассеяние воздушного зазора, чем при распределении катушек по рис. 257, а. По этой причине в однофазных электродвигателях обе фазы выполняются часто вперекрой. Для случая, когда предусматривается только одна обмотка, часто применяется неравномерное заполнение пазов. Кроме рассеяния, следует учитывать и величину третьей гармонической, так как последняя способна развивать значительный вращающий момент, который может мешать пуску двигателя.

Обмотка с двумя третями обмотанного полюсного деления третьей гармонической не создает, так как ее обмоточный коэффициент равен $\xi_{1,3} = 0$. При распределении катушек по рис. 257, а и б третья гармоническая, однако, появляется, в чем можно убедиться по обмоточным коэффициентам. Обмотка по рис. 257, б имеет меньший обмоточный коэффициент, а поэтому и меньшую третью гармоническую, чем обмотка по рис. 257, а. Следовательно, и в этом отношении распределение по рис. 257, б более благоприятно.

Обмотка ротора однофазных электродвигателей является многофазной обмоткой, и поэтому для нее справедливы соответствующие коэффициенты рассеяния многофазных обмоток.

д) Некоторые особенности расчета рассеяния в зазоре

До сих пор мы не учитывали влияния раскрытия паза. Если же желательно, чтобы оно учитывалось, то коэффициент рассеяния должен рассчитываться по (765). Ввиду того, что пазовое раскрытие может быть в каждом отдельном случае различным, вывести какие-либо общие формулы для коэффициента рассеяния невозможно.

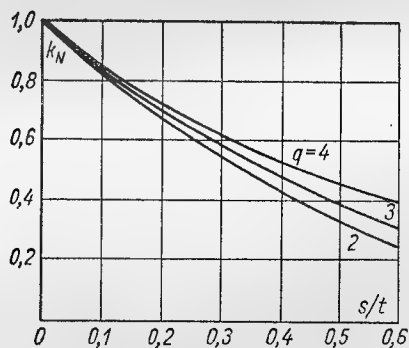


Рис. 258. Коэффициент уменьшения рассеяния в воздушном зазоре k_N в зависимости от отношения пазового раскрытия к пазовому делению.

фазной обмотки в зависимости от пазового раскрытия (отношение $s/t = s/t_2$). Таким образом, коэффициент рассеяния будет составлять:

$$\sigma_{ON} = k_N \sigma_0, \quad (784)$$

где σ_0 — коэффициент рассеяния для обмотки с бесконечно малым пазовым раскрытием. Для одно- или двухфазных, а также для короткозамкнутых обмоток справедливы коэффициенты уменьшения, которые в диапазоне $s/t < 0,25$ практически не отличаются от приведенных на рис. 258. Таким образом, кривые по рис. 258 можно применять и для этих обмоток.

Далее исследования Иордана и Лакса показывают, что пазовое раскрытие влияет на коэффициент рассеяния для высших гармонических не очень сильно, так как одновременно уменьшаются как величина рассматриваемых высших гармонических, так и их поля рассеяния. Уравнение (3706) справедливо независимо от величины пазового раскрытия.

Полученные здесь значения рассеяния в воздушном зазоре верны для работающего электродвигателя. Создаваемые статорной обмоткой поля высших гармонических наводят в обмотке ротора э. д. с., частота которой не совпадает с частотой основной э. д. с. и поэтому усиливать или ослаблять последнюю не может.

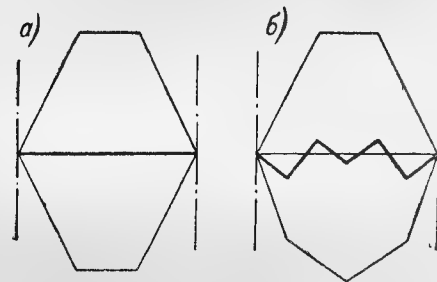


Рис. 259. Дифференциальное поле при различном взаимном положении обмоток статора и ротора: а — оси обмоток совпадают; б — оси обмоток сдвинуты на 30° .

В машине, находящейся в состоянии покоя, все высшие гармонические наводят в обеих обмотках э. д. с. равной частоты. Если обе обмотки одинаковы и если их оси совпадают, то рассеяние в воздушном зазоре вообще не возникает, так как поля статора и ротора полностью компенсируют друг друга (рис. 259, а). При сдвиге одной из обмоток на 30° эл. возникает остаточное поле, а следовательно, и рассеяние в воздушном зазоре. Вполне очевидно, что э. д. с. рассеяния каждой из двух обмоток будет вследствие взаимной индукции вдвое больше э. д. с. рассеяния каждой обмотки в отдельности. Однако средняя величина равна значению лишь для одной обмотки. Таким образом, средняя величина рассеяния в воздушном зазоре машины в состоянии покоя равна рассеянию вращающейся машины. Однако рассеяние в воздушном зазоре неподвижной машины изменяется в зависимости от положения осей обмоток между нулем и удвоенным значением для вращающейся машины, причем изменение происходит по синусоиде.

На рис. 259 мы приняли простоты ради абсолютно одинаковые обмотки. Практически же каждая обмотка имеет различные числа пазов на полюс и фазу. Если обе обмотки имеют одинаковые числа фаз и зон, то высшие гармонические обмоток в отдельных местах взаимно уничтожаются, а в других местах удваиваются; в то время как зубцовые гармонические друг на друга влияния не оказывают.

Если же обмотки выполнены с различным числом фаз, то никакого взаимного уничтожения высших гармонических обмоток не происходит. Обе обмотки в отношении высших гармонических практически независимы друг от друга, и рассеяние в воздушном зазоре также не зависит от взаимного положения обмоток.

Если имеем сложную обмотку, то иногда более целесообразно рассматривать ее в виде подразделенной обмотки и таким путем рассчитывать ее рассеяние в воздушном зазоре. При этом рассчитывается, следовательно, только рассеяние высших гармонических обмотки. Рассеяние зубцовых гармонических рассчитывают по особой формуле и затем арифметически складывают его с первым

Таблица 42

Коэффициенты рассеяния обычной трехфазной обмотки по данным точного (σ'_0) и упрощенного (σ''_0) расчетов

$q =$	2	3	4	5	6
$\sigma'_0, \%$	2,85	1,41	0,88	0,65	0,52
$\sigma''_0, \%$	2,30	1,24	0,79	0,58	0,47

рассеяния. Такие методы расчета были прежде очень популярны. На примере обычной трехфазной обмотки убедимся в том, что это действительно допустимо и что возникающая погрешность невелика. Для высших гармонических обмотки коэффициент рассеяния составляет 0,00215; коэффициенты рассеяния зубцовых гармонических рассчитываем по формуле для короткозамкнутой обмотки, так как у нее высшие гармонические отсутствуют. Результаты расчета приведены в табл. 42.

Коэффициент рассеяния в воздушном зазоре не зависит от величины последнего, а реактивное сопротивление рассеяния, напротив, обратно пропорционально величине воздушного зазора. Путем увеличения величины воздушного зазора иногда удается несколько уменьшить реактивное сопротивление рассеяния машины.

Рассмотрим некоторые замечания относительно влияния насыщения стали на рассеяние в воздушном зазоре. К сожалению, до сих пор не удается рассчитать это влияние в общей и практически пригодной форме. Оно зависит как от напряжения машины, так и в особенности от тока. Это учитывается при коротком замыкании электродвигателя. При этом основная гармоническая вращающегося поля уменьшается пропорционально отношению полного сопротивления ротора к общему полному сопротивлению, в то время как все поля высших гармонических увеличиваются пропорционально отношению тока короткого замыкания к току холостого хода.

Главное реактивное сопротивление X_h зависит от насыщения стали. Еще не ясно, какая величина главного реактивного сопротивления имеет решающее значение для рассеяния в воздушном зазоре. Для гармонических высокого порядка, т. е. для зубцовых

гармонических, магнитное насыщение большой роли не играет, так как поля этих гармонических замыкаются уже через один зубец. В случае более низких гармонических, например пятой и седьмой, насыщение зубцов будет проявляться довольно сильно. Чтобы не слишком усложнять расчет, можно приближенно применять среднюю величину между насыщенным и ненасыщенным главным реактивным сопротивлением. То же самое справедливо и для коэффициента Картера.

Для короткозамкнутых электродвигателей с обычной беличьей клеткой следует еще учитывать, что высшие гармонические статорной обмотки демпфируются короткозамкнутой клеткой. Коэффициент демпфирования ρ_{2v} дается (369). С повышением порядкового числа высших гармонических демпфирование резко убывает, и поэтому практически вполне достаточно учитывать его только для высших гармонических до $v \leq N_2/p + 1$, т. е. до высших зубцовых гармонических первого порядка. Мы рассчитаем коэффициент демпфирования с учетом рассеяния в воздушном зазоре (пренебрегая пазовым рассеянием ввиду его незначительной величины) $\rho_{2v} \approx 1 - \chi_{2v}^2 \eta_{2v}^2$. Коэффициент демпфирования для всех высших гармонических будет составлять:

$$\rho_2 \approx 1 - \frac{1}{\sigma_{10}} \sum_{v=1}^{v=N_2/p+1} \left(\chi_{2v} \eta_{2v} \frac{\xi_{1v}}{\xi_{1,1}} \right)^2; \quad (785)$$

он зависит от числа пазов ротора N_2/p и от типа статорной обмотки (обмоточного коэффициента ξ_{1v}).

На рис. 260 показан коэффициент демпфирования для обычной трехфазной обмотки со скошенными и нескошенными пазами. Значения ρ_2 колеблются между 0,95 и 0,7. Добавочные токи в неизолированной беличьей клетке ослабляют влияние скоса пазов, и поэтому расчет можно производить с $\rho_2 \approx 0,8$. В случае обмоток с большими гармоническими низшего порядка, например обмоток с переключающимися полюсами, демпфирование оказывает также сильное влияние. На практике вполне достаточно учитывать только демпфирование гармонических очень низкого порядка, причем

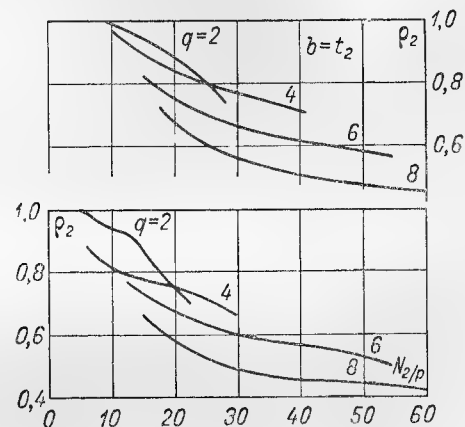


Рис. 260. Коэффициент демпфирования высших гармонических ρ_2 электродвигателей с короткозамкнутым ротором. В нижней части рисунка — без скоса пазов, в верхней части рисунка — при скосе пазов, равном пазовому делению ротора.

при определенных условиях в расчет должно приниматься и пазовое рассеяние, например для высших гармонических с $\nu = 2$.

В других (некороткозамкнутых) обмотках демпфирование ввиду малой величины $\xi_{2\nu}$ настолько незначительно, что им можно пренебречь.

Наряду с изложенным методом для определения рассеяния в воздушном зазоре в литературе часто встречается понятие о рассеянии головок зубцов. Под этим понимают поля рассеяния, которые замыкаются через головки зубцов, расположенные напротив рассматриваемых пазов (рис. 261). Ввиду того, что здесь имеют место поля высокого порядка, возникает мысль, что

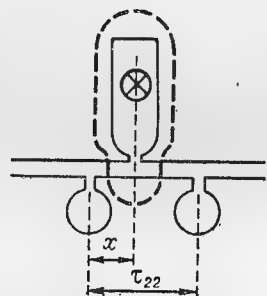


Рис. 261. Поле рассеяния головок зубцов.

эти поля идентичны рассмотренным полям высших гармонических. В ходе расчета рассеяния головок зубцов рассеяние полей подразделяется на две части: на поясное рассеяние, т. е. рассеяние, которое имело бы место при бесконечно большом числе пазов ($q = \infty$), и собственное рассеяние головок зубцов по рис. 261. Сравним реактивное сопротивление рассеяния головок зубцов с реактивным сопротивлением рассеяния в воздушном зазоре, за вычетом поясного рассеяния (т. е. рассеяние беличьей клетки).

Коэффициент проводимости λ_K рассчитывают при бесконечно малых пазовых раскрытиях и $\tau_{21} > \tau_{22}$:

$$\lambda_{K1}(x) = \frac{1}{\delta/x + \delta/(\tau_{22} - x)} = \frac{x(\tau_{22} - x)}{\delta\tau_{22}}.$$

Средняя величина составляет:

$$\lambda_{K1} = \frac{1}{\tau_{22}} \int_0^{\tau_{22}} \frac{x(\tau_{22} - x)}{\delta\tau_{22}} dx = \frac{\tau_{22}}{6\delta}. \quad (786)$$

Для второй обмотки при этом получается $\lambda_{K2} = \tau_{21}/6\delta$, так как условие $\tau_{22} > \tau_{21}$ на результат не влияет. Реактивное сопротивление рассеяния головок зубцов в случае $N_1 = N_2 = N$ ($\tau_{21} = \tau_{22} = \tau_2$) согласно (735а) составляет:

$$X_K = \frac{4\pi f \omega^2}{p} \cdot \frac{\mu_0 l}{q} \cdot \frac{\tau_2}{6\delta} = X_h \frac{1}{3} \left(\frac{\pi p}{N} \right)^2 \frac{2}{\xi_1^2} \approx 2\sigma_0 X_h, \quad (787)$$

т. е. оно имеет величину, равную приблизительно удвоенной величине реактивного сопротивления рассеяния высших гармонических. Чтобы объяснить эту разницу, рассмотрим кривую поля, положенную в основу расчета рассеяния головок зубцов. Она показана на рис. 262, а для случая, когда паз статора расположен против середины зубца ротора. На рис. 262, б представлена соответствующая

кривая поля при расчете рассеяния высших гармонических. Из этих рисунков отчетливо видно, что площадь участка, изображающего поток рассеяния, во втором случае вдвое меньше площади участка по рис. 262, а. Это соотношение лишь незначительно влияет на среднюю величину поля в зазоре ($2/3$ на рис. 262, а по сравнению с $2/\pi$ на рис. 262, б).

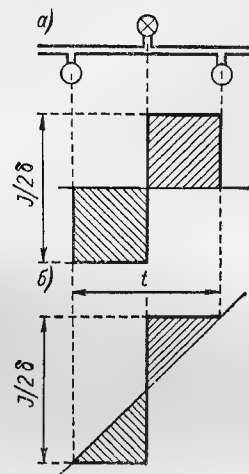


Рис. 262. Поток рассеяния: а — головок зубцов; б — высших гармонических.

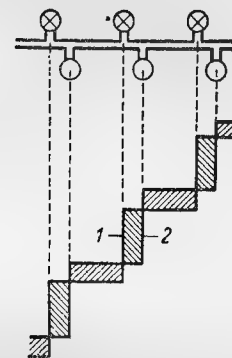


Рис. 263. Кривая поля обмотки возбуждения (1) и общего поля (2). Заштрихованные участки изображают потоки рассеяния головок зубцов.

Если вычертить также кривую поля обмотки возбуждения (ступенчатая кривая 1 на рис. 263), то при произвольном положении второй обмотки получим поток рассеяния, показанный в виде заштрихованного участка. Для того чтобы получить основной поток, необходимо от ступенчатой кривой 1 отнять потоки рассеяния, в результате чего получается ступенчатая кривая 2, изображающая основной поток; она несинусоидальна и, кроме того, подвержена колебаниям. По этой причине изображение потока головок зубцов не соответствует действительности, и мы не будем ему больше уделять внимания.

7. РЕАКТИВНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ В РАСТОЧКЕ СТАТОРА

При вынутах роторе и при находящейся под напряжением обмотке статора в пространстве расточки последнего образуется поле. Если рассматривать очень длинный статор и не учитывать, таким образом, влияние торцевых поверхностей, то поле расточки будет независимым от ее диаметра и числа полюсов, а именно:

$$\Phi_B = \theta_a \mu_0 l, \quad (788)$$

где θ_a — намагничивающая сила якоря по (1243) [25]. Уравнение (788) справедливо даже и для выходящего из якоря потока в случае внутреннего якоря. Вследствие распространения поля в стороны от торцевых поверхностей поле расточки увеличивается. Это обстоятельство учитывается тем, что вместо действительной длины машины подставляется фиктивная длина $l_f \approx l + \tau/6$.

По (788) можно определять также и реактивное сопротивление поля расточки. Для трехфазной машины это реактивное сопротивление составляет:

$$X_B \approx 0,15f \left(\frac{\omega_1 \xi_1}{100} \right)^2 \frac{l + \tau/6}{p}. \quad (789)$$

8. РАССЕЯНИЕ ОТ СКОСА ПАЗОВ

Для того чтобы понять возникновение дополнительного рассеяния, возникающего вследствие скошенного положения пазов статора относительно пазов ротора, рассмотрим машину без активного сопротивления при коротком замыкании. Все полное сопротивление машины состоит при этом только из реактивных сопротивлений. Обозначим их через

$$X_\sigma = X_1 - X_h^2/X_2. \quad (790)$$

Далее будет справедливо:

$$X_1 = X_{1\sigma} + X_{1\sigma}; \quad X_2 = X_{2h} + X_{2\sigma} \text{ и } X_h = \chi \sqrt{X_{1h} X_{2h}}, \quad (791a-b)$$

где χ — уменьшение взаимной индукции между обеими обмотками вследствие скошенного положения пазов. Подставив (791a — в) в (790), получим:

$$X_\sigma = X_{1\sigma} + X_{2\sigma} \frac{X_{1h}}{X_{2h}} \cdot \frac{1}{1 + X_{2\sigma}/X_{2h}} + \frac{X_{1h}(1 - \chi^2)}{1 + X_{2\sigma}/X_{2h}}. \quad (792)$$

Если в знаменателе пренебречь величиной $X_{2\sigma}/X_{2h}$ по отношению к единице и привести вторичные реактивные сопротивления рассеяния к первичной обмотке, что означает умножение на X_{1h}/X_{2h} , то

$$X_\sigma = X_{1\sigma} + X'_{2\sigma} + X_{1h}(1 - \chi^2). \quad (793)$$

Последний член выражает рассеяние, обусловленное скосом. Его можно записать также и в следующем виде:

$$X_{Sch} = X_{1h}(1 - \chi^2) = X_{1h}\sigma_{Sch}. \quad (794)$$

Величина χ является коэффициентом скоса пазов и дается уравнением (321). Главное реактивное сопротивление X_{1h} выражается (84). В противоположность определению рассеяния высших гармонических, при расчете X_h необходимо учитывать как насыщение стали, так и коэффициент Картера. Причина этого заключается в рассеянии от скоса пазов. В случае рассеяния высших гармонических применяем ненасыщенную величину главного реактивного сопротивления в качестве исходной для опре-

деления полей высших гармонических, а при рассеянии вследствие скоса пазов дополнительное реактивное сопротивление является частью главного реактивного сопротивления, имеющего решающее значение для рассматриваемого режима работы. На холостом ходу и в номинальном режиме сталь насыщается в полной мере, а при коротком замыкании главное реактивное сопротивление имеет ненасыщенную величину. Коэффициент Картера k_c должен вводиться в расчет в любом случае, так как он определяет величину рабочего реактивного сопротивления.

Реактивное сопротивление скоса пазов зависит также от перечных токов при неизолированной беличьей клетке: чем сильнее эти токи, тем меньше дополнительное реактивное сопротивление. Пока что еще нет никаких данных, которые позволили бы учесть это явление расчетным путем.

Для короткозамкнутой обмотки мы получили с помощью (778) коэффициент рассеяния, представляющий собой комбинацию рассеяний высших гармонических и скоса пазов. Разложим этот коэффициент рассеяния на эти две составляющие. Исключим из (778) коэффициент рассеяния высших гармонических σ_o , который можно рассчитать по (781), и получим:

$$\sigma_{och} = \frac{1 + \sigma_o}{\chi^2} - 1. \quad (795)$$

Однако дополнительное рассеяние вследствие скоса вызывается не полями высших гармонических, а главным образом основной волной.

Уравнение (795) можно переписать следующим образом:

$$\sigma_{och} = \frac{1}{\chi^2} - 1 + \frac{\sigma_o}{\chi^2} \approx \sigma_{Sch} + \sigma_o, \quad (795a)$$

где через

$$\sigma_{Sch} = \frac{1}{\chi^2} - 1 \quad (796)$$

обозначен коэффициент рассеяния от скоса пазов. Если подставить сюда величину χ из (321) и разложить выражение в ряд, из которого учитываются только два первых члена, то получим для коэффициента рассеяния от скоса пазов очень простое и достаточно точное для практического расчета выражение

$$\sigma_{Sch} \approx \frac{1}{3} \left(\frac{\pi p b}{N \tau_z} \right)^2. \quad (796a)$$

9. РЕАКТИВНЫЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ РОТОРА И ИХ ВЕЛИЧИНЫ, ПРИВЕДЕННЫЕ К ОБМОТКЕ СТАТОРА

Коэффициент проводимости пазового рассеяния обмотки ротора определяют по размерам пазов ротора и реактивному сопротивлению рассеяния с помощью (737), если подставлять для ω

эффективное число витков роторной обмотки. На практике расчет производится в большинстве случаев с величиной реактивного сопротивления ротора, приведенной к первичной стороне. Эту величину получают для асинхронной машины трехфазного тока с помощью коэффициента пересчета ρ по (562):

$$X'_{2N} = X_{2N}[\rho] = 0,158f \left(\frac{w_1 \xi_1}{100 \chi \xi_2} \right)^2 \frac{m_1}{m_2} \cdot \frac{\lambda_{N_2} l}{q_2 \rho}. \quad (797)$$

В большинстве случаев статор и ротор имеет одинаковое число фаз $m_1 = m_2$, и с достаточной точностью можно принять $\xi_1 \approx \chi \xi_2$. Общее реактивное сопротивление [реактивное сопротивление короткого замыкания по (793)] без учета насыщения стали и коэффициента Картера получается равным

$$X_\sigma = 0,158f \left(\frac{w_1}{100} \right)^2 \frac{l}{\rho q_1} \left(\lambda_{N_1} + \lambda_{N_2} \frac{q_1}{q_2} + \lambda_S \frac{l_S q_1}{l} \right) + X_{1h}(\sigma_{01} + \sigma_{02} + \sigma_{Sch}). \quad (798)$$

Для короткозамкнутой обмотки $w_2 = 1/2$, $m_2 = N_2$ и $q_2 = N_2/2\rho N_2 = 1/2\rho$. Реактивное сопротивление пазового рассеяния для одного стержня составляет:

$$X_{2N} = 7,9f l \lambda_{N_2} \cdot 10^{-6} [OM], \quad (799)$$

или в приведенном к статорной обмотке виде с учетом $\xi_2 = 1$:

$$X'_{2N} = 0,316f \left(\frac{w_1 \xi_1}{\chi \cdot 100} \right)^2 \frac{m_1 l}{N_2} \lambda_{N_2} [OM]. \quad (800)$$

Для трехфазной статорной обмотки ($m_1 = 3$) имеем $\xi_1 \approx 3/\pi$ и $\chi \approx 1$; приведенное реактивное сопротивление ротора при этом будет:

$$X'_{2N} = 0,865f \left(\frac{w_1}{100} \right)^2 \frac{l}{N_2} \lambda_{N_2}. \quad (800a)$$

Если в (797) число q_2 заменить числом пазов ротора, то для приведенного реактивного сопротивления трехфазной обмотки ротора получим выражение в соответствии с (800a), в котором постоянная 0,865 заменяется на 0,948.

Реактивное сопротивление короткого замыкания электродвигателя трехфазного тока ($m_1 = 3$) с короткозамкнутой обмоткой ($w_2 = 1/2$, $\xi_2 = 1$ и $\chi = 1$) составляет:

$$X_\sigma = 0,158f \left(\frac{w_1}{100} \right)^2 \frac{l}{\rho q_1} \left(\lambda_{N_1} + \lambda_S \frac{q_1 l_S}{l} + \lambda_{N_2} \xi_1^2 \frac{N_1}{N_2} \right) + X_{1h}(\sigma_{01} + \sigma_{02} + \sigma_{Sch}). \quad (801)$$

Простоты ради главные реактивные сопротивления для рассеяния высших гармонических и рассеяния вследствие скоса пазов приняты одинаковыми по величине, хотя не представляет особого

труда подставить действительные, неравные между собой значения с учетом насыщения стали и коэффициента Картера.

В случае глубокопазных электродвигателей рассеяние ротора подразделяют на не зависящую и зависящую от вытеснения тока части: X_{10} и $X_{\sigma\sigma}$. Обе эти части можно очень просто рассчитать с помощью (800) при подстановке в него соответствующих коэффициентов проводимости.

Для однофазного электродвигателя в (800) следует подставить $m_1 = 1$. При этом получаются два реактивных сопротивления ротора, одно для вращающегося поля прямой последовательности фаз, а другое для поля обратной последовательности фаз.

При исследовании переходных процессов в синхронных машинах обмотка возбуждения рассматривается как двухфазная обмотка. Ток ротора представляют себе «застывшим» в постоянный ток в момент, когда мгновенная величина в одной фазе имеет максимальное значение, а в другой — проходит через нуль. Первая фаза соответствует при этом обмотке возбуждения. При пересчете активных и реактивных сопротивлений следует принимать $m_2 = 2$ и $\xi_2 = 1$. Эффективная величина J_2 равноценного двухфазного тока составляет $1/\sqrt{2}$ -кратное значение тока возбуждения J_E .

10. РЕАКТИВНЫЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ РАССЕЯНИЯ ОДНОФАЗНОЙ АСИНХРОННОЙ МАШИНЫ

Главное реактивное сопротивление статорной обмотки рассчитывается по (84) с $m_1 = 1$. Величина обмоточного коэффициента ξ_1 зависит от конструктивного исполнения обмотки. Об этом мы уже говорили выше и привели некоторые значения для обмоточного коэффициента. В табл. 43 также приведены значения обмоточного коэффициента и коэффициента рассеяния в воздушном зазоре для наиболее употребимых исполнений статорной обмотки. Значения коэффициента рассеяния в воздушном зазоре σ_0 рассчитаны без учета демпфирования со стороны роторной обмотки. При больших значениях σ_{01} , как, например, у обмоток, занимающих одну треть окружности якоря, это демпфирование достигает

Таблица 43

Обмоточные коэффициенты и коэффициенты рассеяния однофазной обмотки

Часть обмотанной окружности якоря	$N_1 = 24$		$N_1 = 36$		$N_1 = 48$	
	ξ_1	σ_0	ξ_1	σ_0	ξ_1	σ_0
$2/3$	0,836	2,85%	0,831	1,41%	0,828	0,88%
$1/3$	0,966	11,2%	0,960	7,5%	0,956	6,5%
$7/8$	—	—	0,773	1,52%	—	—
$1/2$ по рис. 257, а	0,911	4,7%	—	—	—	—
$1/2$ по рис. 257, б	0,880	3,33%	—	—	—	—

значительной величины. Действительная величина коэффициента рассеяния может составлять от половины до одной трети приведенных в табл. 43 значений.

Для подавления рассеяния в воздушном зазоре обмотка статора выполняется часто с неодинаково обмотанными пазами, как было показано на рис. 257, б.

Реактивное сопротивление пазового рассеяния статорной обмотки рассчитывается по (737) с $q = N_p/2p$ и λ_N точно так же, как для электродвигателей трехфазного тока. Реактивное сопротивление лобового рассеяния рассчитывают по (760а).

Длина лобовых соединений обычно применяемой многоярусной обмотки составляет для двухполюсных машин $l_S \approx (1,0 \div 1,1)\tau$, а для четырехполюсных машин $l_S \approx (1,1 \div 1,3)\tau$. Коэффициент проводимости лобового рассеяния $\lambda_S \approx 0,15$. Реактивное сопротивление рассеяния в воздушном зазоре составляет:

$$X_{01} = 2\sigma_0 X_{1h} \quad (802)$$

со значениями для σ_0 по табл. 43.

Реактивное сопротивление рассеяния обмотки ротора складывается главным образом из рассеяния пазов и в воздушном зазоре, а также из рассеяния от скоса пазов. Приведем величину реактивных сопротивлений рассеяния к первичной стороне с учетом $m_1 = 1$, $m_2 = N_2/2p$, $\omega_2 = p$ и $\xi_2 = \chi$ по (321) ($v = 1$). Впрочем, результат не изменился бы и при подстановке $m_2 = N_2$ и $\omega_2 = 1/2$.

Реактивное сопротивление пазового рассеяния роторной обмотки, отнесенное к первичной стороне, составляет:

$$X'_{2\sigma} = 0,316f \left(\frac{\omega_1 \xi_1}{100\chi} \right)^2 \frac{l\lambda_N}{N_2}. \quad (803)$$

Реактивное сопротивление рассеяния воздушного зазора будет равняться $X'_{2\sigma} = \sigma_0 X_{1h}$ с σ_0 по (781), а дополнительного рассеяния от скоса пазов $X'_{Sch} = \sigma_{Sch} X_{1h}$ с σ_{Sch} по (796а).

11. ВЛИЯНИЕ НАСЫЩЕНИЯ СТАЛИ

Из рассмотренных потоков рассеяния только лобовой поток находится почти исключительно в воздушном пространстве; другие потоки рассеяния проходят частью по воздуху, частью по пространству, занятому сталью. При расчете коэффициентов проводимости мы предполагали для упрощения бесконечно большую магнитную проницаемость стали ($\mu = \infty$). Однако при больших токах в некоторых стальных частях машины возникает насыщение ($\mu < \infty$), которое уменьшает поток рассеяния и реактивное сопротивление рассеяния. В первую очередь насыщаются вершины головок зубцов полузакрытых пазов.

Далее оказывается, что поперечный поток пазов замыкается вдоль зубцов, расположенных на границе фаз, как показано на рис. 264, а и б для двух различных моментов времени. Рис. 264, а

соответствует мгновению, в котором ток одной фазы обмотки достиг максимального значения. В этом случае имеется один зубец, вдоль которого проходит весь пазовый поперечный поток ($\varphi_t = \varphi_q$), и два зубца, вдоль которых должна проходить половина этого потока. Рис. 264, б показывает мгновение, в котором ток одной фазы равен нулю. При этом два зубца испытывают нагрузку, равную $\sqrt{3}/2$ -кратной величине поперечного потока пазов.

Кроме поперечного потока пазов, через рассматриваемые зубцы проходит также и главный поток. Правда, при коротком замыкании этот поток меньше, чем на холостом ходу, однако он еще больше приближает зубцы к области насыщения.

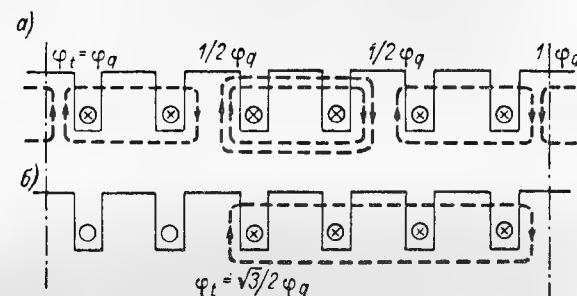


Рис. 264. Нагрузка на зубцы от пазового потока рассеяния: а — ток одной фазы обмотки имеет максимальное значение; б — ток одной фазы равен нулю.

Ввиду нелинейной зависимости между магнитным потоком и током невозможно вывести простую формулу для реактивного сопротивления рассеяния с одновременным учетом насыщения стали. Произведем очень грубую оценку на основе рис. 264, б. Когда оба зубца при $\sqrt{3}/2$ -кратном потоке пазового рассеяния полностью насыщаются, они снимают нагрузку с соседних зубцов. Принимаем произвольно, что при половине этого потока сталь не насыщается, и положим это состояние в основу расчета. При этом оказывается, что с $2q - 2$ пазами сцеплена полная величина потока рассеяния, а с двумя пазами — половина его величины. Потокосцепление составляет $(2q - 2) + 2 \cdot 1/2 = 2q - 1$ по сравнению с $2q$ при ненасыщенном потоке. Реактивное сопротивление пазов уменьшается, следовательно, на величину

$$k = 1 - 1/2q. \quad (804)$$

При $q = 2, 3$ и 4 оно составляет $0,75; 0,83$ и $0,89$. Эти цифры соответствуют только принятому распределению потока и могут быть поэтому как больше, так и меньше. Однако они показывают, что в случае машин с небольшим числом пазов может ожидать относительно большая зависимость реактивного сопротивления рассеяния от тока.

Рихтер (Richter) делает попытку определить влияние насыщения стали другим путем [25]. Он рассчитывает магнитную характеристику поперечного пазового поля для различных зон паза. Практическое значение имеют только зоны над проводниками, т. е. участки 2, 3 и 4 по рис. 227. Поперечная индукция при $\mu = \infty$ составляет $B_q = \mu_0 \theta_N / b$, где θ_N — намагничивающая сила паза, а b — путь по воздуху. При насыщении стали целесообразно исходить из индукции B_q , определить магнитную напряженность для путей по воздуху и в стали и приравнять эту напряженность (A) к намагничивающей силе пазов θ_N .

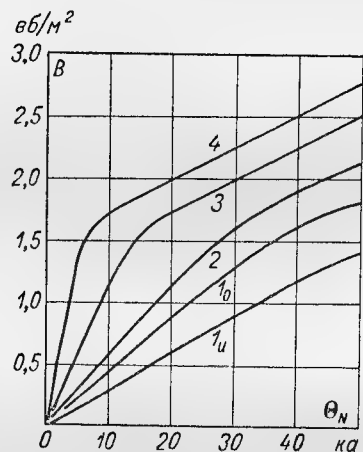


Рис. 265. Характеристики поперечного пазового потока в различных участках пазов.

Реактивное сопротивление в воздушном зазоре, особенно у асинхронных машин, также зависит от насыщения стали, однако эта зависимость имеет весьма сложный характер и до сих пор еще достаточно не изучена. Высшие гармонические уменьшаются частично из-за насыщения зубцов и частично из-за фиктивного увеличения пазового раскрытия в результате насыщения головок зубцов. Их уменьшение вследствие насыщения зубцов расчету не поддается. В противоположность этому, влияние увеличения ширины пазов можно оценить с помощью рис. 258. Без насыщения имеет место отношение $S/\tau_z \approx 0,15$, а при полном насыщении головок зубцов $S/\tau_z \approx 0,45$.

Рассеяние воздушного зазора уменьшается при этом до своей $0,43/0,77 = 0,65$ -кратной величины. Однако в действительности полного насыщения головок зубцов не происходит. С другой стороны, насыщение в других частях зубцов приводит к дальнейшему понижению высших гармонических. Оба явления частично компенсируют друг друга, и поэтому можно принять, что рассеяние воздушного зазора уменьшается вследствие насыщения стали приблизительно в 0,5—0,6 раза.

Биттер (Bitter) [186a] после многочисленных измерений на асинхронных машинах установил следующее снижение реактивных сопротивлений рассеяния при прямом включении ($J_a = 4 \div 6 J_n$):

для пазового и лобового рассеяния 0,9;

для рассеяния в воздушном зазоре 0,5.

У быстроходных и в особенности у двухполюсных машин лобовое рассеяние образует большую часть общего реактивного сопротивления рассеяния. Зависимость реактивного сопротивления от тока здесь менее заметна. У тихоходных машин общее реактивное сопротивление рассеяния состоит главным образом из реактивных

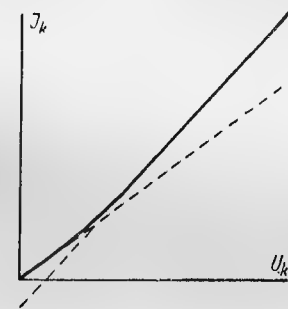


Рис. 266. Характеристики короткого замыкания машины.

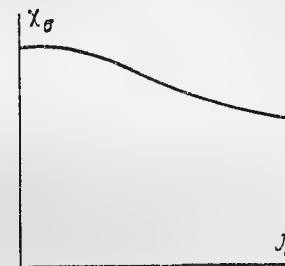


Рис. 267. Зависимость реактивного сопротивления рассеяния от тока.

сопротивлений рассеяния пазов и в воздушном зазоре. Поэтому здесь можно ожидать сильную зависимость реактивного сопротивления от тока.

Зависимость общего реактивного сопротивления от тока определяется из опытов короткого замыкания при различных напряжениях. На рис. 266 показана зависимость напряжения короткого замыкания от тока, а на рис. 267 — рассчитанное по этой зависимости реактивное сопротивление. Характеристика короткого замыкания только вначале представляет собой прямую, что соответствует постоянной величине реактивного сопротивления; с увеличением тока она изгибается вверх. К сожалению, эту зависимость реактивного сопротивления от тока невозможно выразить для всего диапазона простой функцией. Правда, можно по отдельности рассмотреть диапазоны слабого и сильного насыщений от токов и применить для них наиболее простые выражения реактивного сопротивления. Так, например, для диапазона ниже номинального тока в большинстве случаев принимается постоянная величина реактивного сопротивления, которая рассчитывается без учета насыщения стали. В диапазоне больших токов простоты ради часто также применяется постоянная величина реактивного сопротивления, однако здесь она меньше, чем в первом случае.

Уменьшение реактивного сопротивления по сравнению с ненасыщенной величиной составляет у асинхронных машин при коротком замыкании с номинальным напряжением (прямое включение) от 20 до 30% (в некоторых случаях еще больше), а при 1,5—2-кратном номинальном токе (включение с переключением со звезды на треугольник) — от 10 до 15%.

Если желательно получить непрерывную зависимость реактивного сопротивления от тока в диапазоне больших значений тока, то можно заменить характеристику короткого замыкания опять-таки прямой в форме $U_K \approx U_0 + X_\sigma J$.

В синхронных машинах вследствие большого воздушного зазора и больших пазовых раскрытий практически никакого уменьшения реактивного сопротивления рассеяния воздушного зазора не происходит. В результате насыщения стали уменьшается только реактивное сопротивление пазового рассеяния приблизительно на величину k по (804).

12. САМО- И ВЗАИМОИНДУКЦИЯ КОММУТИРУЮЩИХ КАТУШЕК

Самоиндукция якорной обмотки, проявляющаяся при переходных процессах, рассчитана в § 2, в гл. 15. Мы определим индуктивность отдельных катушек, а также близко расположенных групп катушек. Эта индуктивность оказывает решающее влияние на характер коммутации. Относительно определения индуктивности узких, расположенных вплотную друг к другу проводников имеются многочисленные теоретические исследования, которые дают, к сожалению, сложные выражения. Поэтому приведем результаты исследований Рихтера [25], основанные на эмпирической формуле Корндерфера (Korndörffer).

Сначала выясним зависимость между индуктивностью отдельных проводников, взаимной индукцией между ними и средней их индуктивностью. Обозначим через L_1 самоиндукцию катушки, через L_m — самоиндукцию m расположенных рядом друг с другом и соединенных последовательно отдельных катушек и через M_n — взаимную индукцию между k -й и $(k+n)$ -й смежными катушками. При $m = 1, 2, \dots$ будет:

$$\left. \begin{aligned} L_1; \\ L_2 = 2L_1 + 2M_1; \\ L_3 = 3L_1 + 4M_1 + 2M_2; \\ \dots \\ L_m = mL_1 + 2(m-1)M_1 + 2(m-2)M_2 + \dots + 2M_{m-1}. \end{aligned} \right\} \quad (805)$$

Отсюда вытекают выражения для взаимной индукции:

$$\left. \begin{aligned} M_1 &= \frac{L_2 - 2L_1}{2}; \\ M_2 &= \frac{L_3 - 2L_2 + L_1}{2}; \\ \dots \\ M_n &= \frac{L_{n+1} - 2L_n + L_{n-1}}{2}. \end{aligned} \right\} \quad (806)$$

Индуктивность отдельной катушки в группе из m катушек составляет:

$$L = L_1 + \sum M, \quad (807)$$

где $\sum M$ — сумма всех взаимных индукций между рассматриваемой катушкой и всеми остальными $(m-1)$ катушками.

При $m = 3$ получаем следующую индуктивность обеих наружных катушек:

$$L' = L_1 + M_1 + M_2 = \frac{L_3 - L_2 + L_1}{2} \quad (808a)$$

индуктивность внутренней катушки:

$$L'' = L_1 + 2M_1 = L_2 - L_1. \quad (808b)$$

Средняя величина для m катушек одной группы составляет:

$$L_{\text{mitt}} = L_m/m. \quad (809)$$

При $m = 3$ по (808a и б) будет:

$$L_{\text{mitt}} = \frac{1}{3} (2L' + L'') = \frac{1}{3} L_3,$$

т. е. получается такая же величина, как по (809).

Самоиндукция круглой катушки с длиной витка l [м], числом витков w и периметром сечения катушки U [м], по Корндерферу, составляет:

$$L = 1,8w^2l \sqrt{l/U} \cdot 10^{-7} [\text{гН}]; \quad (810)$$

эта формула справедлива для $l = (3 \div 10)U$ и является точной для круглых катушек и приближенной для обычных катушек электрических машин.

Периметр сечения группы катушек, состоящей из m катушек, равен (см. рис. 268):

$$U_m = 2[h + mb + (m-1)\delta]. \quad (811)$$

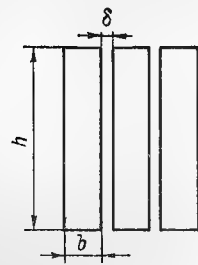


Рис. 268. Сечение катушек одной группы с $m = 3$.

При w витках в каждой катушке (т. е. при $w_m = ms$ на группу катушек) взаимная индукция будет по (806) составлять:

$$M_n = 0,9s^2l^{1,5} \left[\frac{(n+1)^2}{\sqrt{U_{n+1}}} - \frac{2n^2}{\sqrt{U_n}} - \frac{(n-1)^2}{\sqrt{U_{n-1}}} \right] \cdot 10^{-7} [\text{гН}], \quad (812)$$

а средняя индуктивность всей группы катушек будет по (809):

$$L_{\text{mitt}} = 1,8ms^2l \sqrt{\frac{l}{2[h+mb+(m-1)\delta]}} \cdot 10^{-7} [\text{гН}]. \quad (813)$$

Для э. д. с. коммутации решающее значение имеет результирующая индукция поперечного пазового поля и лобового поля. Результирующая индукция пазов при произвольной ширине щеток составляет:

$$L_N = s^2l\mu\lambda_r = 0,4\pi s^2l\lambda_r \cdot 10^{-6} [\text{гН}]. \quad (814)$$

Коэффициент проводимости λ_r является результирующим из коэффициентов проводимости само- и взаимной индукции всех участвующих в коммутации катушек с учетом ширины щеток. Его расчет дается в теории машин постоянного тока, например у Рихтера [25].

13. РЕАКТИВНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ РАССЕЯНИЯ ТРАНСФОРМАТОРНЫХ ОБМОТОК

У технических трансформаторов с замкнутыми магнитными цепями полезный поток проходит в стали, а поток рассеяния — по воздуху. Поэтому оба потока можно определять отдельно. Из уравнений напряжения трансформатора следует, что при $w_2 i_2 = w_1 i_1$ полезный поток исчезает и имеются только потоки рассеяния.

Поэтому данное условие применяется для определения потоков и индуктивности рассеяния. В большинстве случаев исходят, как и для машин, из магнитной энергии полей рассеяния и определяют общую индуктивность рассеяния (обеих обмоток) по уравнению

$$L_\sigma = L_{1\sigma} + \left(\frac{w_1}{w_2} \right)^2 L_{2\sigma} = 2W/i_1^2. \quad (815)$$

При практическом расчете характер распределения полей рассеяния упрощается так, что его можно свести к случаю поля пазового рассеяния.

Поэтому можно применять уже выведенные формулы (с соответствующими изменениями) для реактивного сопротивления пазов.

Рассмотрим вначале простую цилиндрическую обмотку (рис. 269, а). Предположим, что поле имеет только одну аксиальную составляющую, т. е. что оно проходит вдоль воздушного зазора между обеими обмотками. Можно принять, что катушки пол-

ностью окружены сталью, и получить при этом расположение по рис. 269, б. На рисунке представлен двойной паз, что соответствует эпюре распределения поля по рис. 269, в. Поэтому можно применить (737) для реактивного сопротивления пазов, если учесть, что $p = q = 1$ и что для коэффициента проводимости справедливо выражение

$$\lambda = \frac{1}{2} \left(\frac{\delta}{b} + \frac{a_1 + a_2}{3b} \right). \quad (816)$$

Если l — средняя длина витка обеих обмоток и w_1 — число витков первичной обмотки, то реактивное сопротивление рассеяния, приведенное к первичной обмотке, будет составлять следующую величину:

$$X_\sigma = 0,079f \left(\frac{w_1}{100} \right)^2 \frac{lk}{b} \left(\delta + \frac{a_1 + a_2}{3} \right) [\text{ом}]. \quad (817)$$

Поправочный коэффициент k учитывает ослабление поля на концах катушек вследствие возникновения радиальной составляющей поля; ее величину мы приведем ниже (рис. 273).

Если цилиндрическая обмотка снабжается двумя сходящимися каналами шириной δ_1 и δ_2 (рис. 270), то коэффициент проводимости

$$\lambda = \frac{1}{2b} \left(\delta + \frac{\delta_1 + \delta_2}{4} + \frac{a_1 + a_2}{3} \right). \quad (818)$$

Двойная цилиндрическая обмотка (рис. 271) представляет собой в отношении распределения поля четырехкратный паз; ее коэффициент проводимости

$$\lambda = \frac{1}{4b} \left(\delta + \frac{a_1 + a_2}{3 \cdot 2} \right). \quad (819)$$

В случае дисковой обмотки (рис. 17, б) поле распределяется в основном радиально. Это устройство является q -кратным повторением двойной цилиндрической обмотки, если q — число катушек обмотки.

Следует учесть, что у симметричной дисковой обмотки каждая катушка первичной или вторичной обмотки должна быть подразделена на две полукатушки. Коэффициент проводимости симметричной дисковой обмотки составляет:

$$\lambda = \frac{1}{4qb} \left(\delta + \frac{a_1 + a_2}{6} \right). \quad (820)$$

При том же числе витков и размерах δ , a_1 и a_2 реактивное сопротивление рассеяния дисковой обмотки будет в $2q$ раз меньше реактивного сопротивления рассеяния цилиндрической обмотки.

Если дисковая обмотка подразделяется на q равных частей как с первичной, так и с вторичной стороны (рис. 272), то обмотка

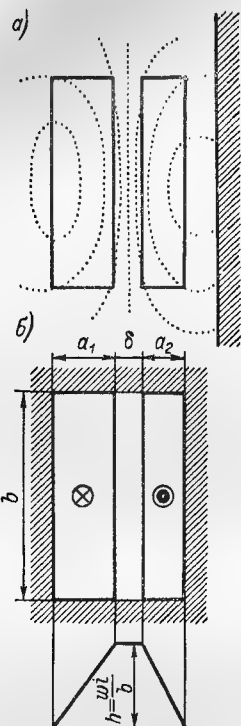


Рис. 269. Цилиндрическая обмотка трансформатора: a — стороны катушек и силовые линии поля; b — распределение поля в эквивалентной модели.

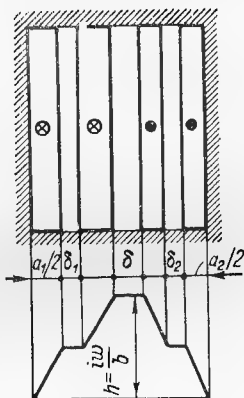


Рис. 270. Цилиндрическая обмотка с охлаждающими каналами между полукаатушками.

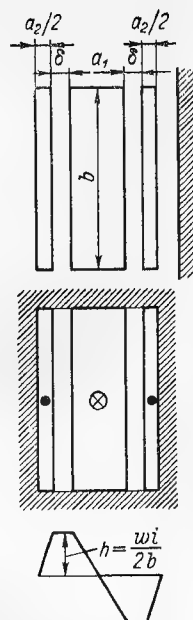


Рис. 271. Двойная цилиндрическая обмотка.

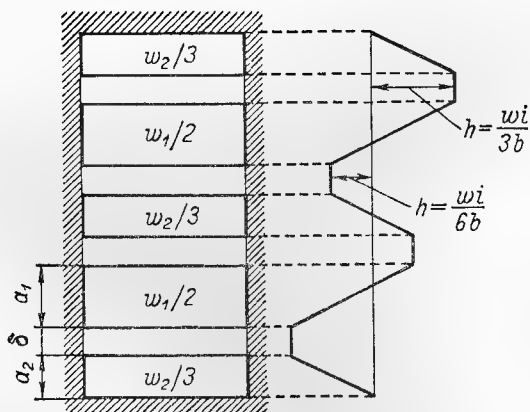


Рис. 272. Несимметричная дисковая обмотка с двумя первичными и тремя вторичными полными катушками.

станет несимметричной. Из характеристики распределения поля следует, что эта обмотка может быть представлена в виде $2q$ -кратного повторения пазового поля; ее коэффициент проводимости составляет:

$$\lambda = \frac{2}{2qb} \left(\delta + \frac{a_1 + b_2}{3} \right). \quad (821)$$

Реактивное сопротивление рассеяния этой обмотки значительно (приблизительно в три раза) больше реактивного сопротивления рассеяния симметричной дисковой обмотки.

Если симметричная дисковая обмотка снабжена радиальными охлаждающими каналами в середине катушки, то поле в каналах равно нулю.

Поэтому каналы не оказывают никакого влияния на величину реактивного сопротивления рассеяния.

Мы упоминали, что эквивалентная схема дает более значительный поток рассеяния, чем действительная катушечная конструкция, так как не учитывается ослабление поля вследствие ее радиальной составляющей; это ослабление особенно отчетливо проявляется на концах катушек. Точный расчет индуктивности рассеяния произвел Роговский (Rogowski) [25]. Он установил, что в уравнение (817) для реактивных сопротивлений рассеяния должен быть введен поправочный коэффициент k , величина которого меньше единицы:

$$k = 1 - \frac{1}{2\pi\epsilon} + \frac{1}{2\pi\epsilon^{2\pi\epsilon}} \approx 1 - \frac{1}{2\pi\epsilon}, \quad (822)$$

где $\epsilon = 2,718$ означает основание натуральных логарифмов, а κ является коэффициентом геометрии катушки, который составляет для дисковой обмотки:

$$\kappa = \frac{b}{2\delta + a_1 + a_2} \quad (823a)$$

и для цилиндрической обмотки:

$$\kappa = \frac{b}{2(\delta + a_1 + a_2)}.$$

Величина k в зависимости от κ показана на рис. 273. В случае цилиндрических обмоток κ значительно больше, чем для дисковых обмоток.

Поправочный коэффициент для цилиндрической обмотки практически равен единице, в то время как для дисковой обмотки он составляет от 0,8 до 0,9.

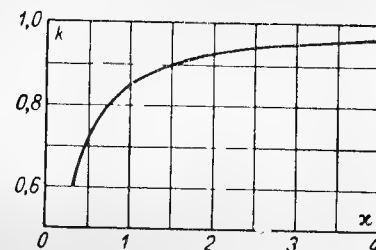


Рис. 273. Поправочный коэффициент k в зависимости от κ .

АКТИВНЫЕ И РЕАКТИВНЫЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАШИН

Величины, характеризующие режим работы электрической машины, например ток и вращающий момент, вычисляются исходя из приложенного напряжения и полного сопротивления машины Z . Различные режимы работы или процессы в машине определяются различными сопротивлениями. Ниже будет показано, как рассчитывать эти сопротивления, не рассматривая при этом сами процессы и режимы работы машины.

Обычно трудности заключаются в вычислении реактивных сопротивлений, так как определение и расчет активных сопротивлений не представляют затруднений.

Все сопротивления часто выражают в относительных единицах; за базисное принимается сопротивление $Z_b = U_n / J_n$, где U_n , J_n — номинальные напряжение и ток.

Ниже величины в относительных единицах будем обозначать малыми буквами.

1. СИНХРОННЫЕ МАШИНЫ

а) Главное реактивное сопротивление (реактивное сопротивление реакции якоря)

Под главным реактивным сопротивлением или реактивным сопротивлением реакции якоря понимается такое сопротивление, которое в магнитном отношении связывает обмотки статора и ротора. В зависимости от того, какие величины (число витков, обмоточный коэффициент и число фаз) являются исходными, различают главное реактивное сопротивление, отнесенное либо к статору, либо к ротору (X_{1h} или X_{2h}). Если исходным является приведенное число витков, то тогда получим взаимное реактивное сопротивление; оно соответствует взаимной индуктивности обеих обмоток. Ниже для простоты будем рассматривать главное реактивное сопротивление, приведенное только к обмотке статора.

Наиболее простым является определение главного реактивного сопротивления машины неявнополюсного типа, так как она имеет постоянный зазор. При питании m -фазной обмотки статора током J_1 амплитуда первой гармонической индукции

$$B_1 = \frac{2\sqrt{2}}{\pi} \mu_0 \frac{\omega_1 \xi_1}{p\delta'} \cdot \frac{m}{2} J_1. \quad (824)$$

Потокосцепление с фазой обмотки статора

$$\Psi = \omega_1 \xi_1 \Phi_1, \quad (825)$$

откуда получаем выражения:

для индуктивности

$$L_{1h} = \frac{m_1}{2} (\omega_1 \xi_1)^2 \Lambda_{hv}; \quad (826)$$

для проводимости

$$\Lambda_{hv} = \frac{4}{\pi^2} \mu_0 \frac{\tau l}{p\delta'}. \quad (827)$$

Главное реактивное сопротивление

$$X_{1h} = 2\pi f L_{1h} = 16m_1 f (\omega_1 \xi_1)^2 \frac{\tau l_i}{p\delta'} \cdot 10^{-7} [\text{ом}]. \quad (828)$$

При питании трехфазной машины симметричным током $m_1 = 3$. Для однофазной машины при питании одной фазы $m_1 = 2$, при питании двух фаз $m_1 = 2$, а $\omega_1 \xi_1 = \sqrt{3} \omega_1 \xi_1$. Тогда коэффициент $16m_1$ в формуле (828) для первого случая (трехфазная машина) будет равен 48, для второго 32, а для третьего 96.

Главное реактивное сопротивление неявнополюсной машины не зависит от положения ротора, если пазы на роторе распределены по окружности равномерно. Если же пазы имеются только на определенной части ротора, а на остальной они отсутствуют, то этим обеим частям соответствуют различные коэффициенты Картера. Там, где пазы отсутствуют, эквивалентный зазор δ' меньше, а реактивное сопротивление больше. Обычно это имеет место по продольной оси ротора. Различие сопротивлений по величине по продольной и поперечной осям не превышает 10%. Насыщение стали снижает главное реактивное сопротивление, так как из-за насыщения эквивалентный зазор возрастает. Обычно влияние насыщения у неявнополюсных машин мало, так как эти машины имеют большой зазор.

У машин явнополюсного типа из-за неравномерного зазора первая гармоническая индукции меньше, чем у неявнополюсных машин. В § 2 гл. 4 были введены понятия о коэффициентах приведения поля реакции якоря по продольной и поперечной осям k_d и k_q . Они равны отношению соответствующих первых гармонических поля реакции якоря (по продольной и поперечной осям) к первой гармонической поля ротора при равных амплитудах намагничивающей силы статора и ротора. Заменим намагничивающую силу соответствующими индукциями; тогда коэффициенты

$$k_d = \frac{B_{d1}}{\beta B_L} \text{ и } k_q = \frac{B_{q1}}{\beta B_L}. \quad (829) \text{ и } (830)$$

Индукция в зазоре под серединой полюса при одном и том же токе якоря J_1 и равных зазорах ($\delta'_0 = \delta'$) у машин обоих типов одинакова; она вычисляется по уравнению (824). Исходя из этого выражения для индукции, вычислим магнитную проводимость машины явнополюсного типа:

$$\Lambda_{hd} = k_d \beta \mu_0 \frac{4\tau l_i}{\pi^2 p \delta'_0}; \quad (831)$$

соответственно главное реактивное сопротивление

$$X_{hd} = 16m_1\beta k_d f (\omega_1 \xi_1)^2 \frac{\tau l_i}{p\delta_0} \cdot 10^{-7} [\text{ом}]. \quad (832)$$

Для поперечной оси соотношения для реактивного сопротивления те же, только коэффициент k_d следует заменить на k_q .

При однофазном питании обмотки якоря явнополусной машины остаются в силе все замечания, которые были сделаны для неявнополусной машины.

Сравним главные реактивные сопротивления по продольной оси явнополусной (X_{hd}) и неявнополусной (X_{hv}) машин при условии, что характеристики холостого хода у них одинаковы. Для этого мы должны определить напряжения в обмотках статора обеих машин при одном и том же токе возбуждения.

Напряжение в обмотке статора неявнополусной машины вычислим по формуле (824); в эту формулу следует подставить $J_1 = J_2$, $\omega_1 \xi_1 = \omega_2 \xi_2$ и $m_1 = 2$; тогда напряжение

$$E_v = 2\pi f \omega_1 \xi_1 \frac{2}{\pi} \tau_p l_i B_1 = \frac{8}{\pi} f \mu_0 \frac{\tau l_i}{p\delta_0} \omega_2 \xi_2 \omega_1 \xi_1 J_2. \quad (833)$$

Для явнополусных машин при $\xi_2 = 1$

$$B_1 = \beta B_L = \beta \mu_0 \omega_2 J_2 / 2p\delta_0 \quad (834)$$

и напряжение

$$E_S = 2f \mu_0 \beta \omega_1 \xi_1 \omega_2 J_2. \quad (835)$$

Вычислим отношение главных реактивных сопротивлений при условии, что характеристики холостого хода обеих машин одинаковы, т. е. $E_S/J_2 = E_v/J_2$,

$$\frac{X_{hd}}{X_{hv}} = \frac{\Lambda_{hd} E_v}{\Lambda_{hv} E_S} = k_d \frac{4\xi_2}{\pi}, \quad (836)$$

где ξ_2 — обмоточный коэффициент обмотки ротора неявнополусной машины. Если отношение числа пазов ротора неявнополусной машины к числу пазовых делений составляет $2/3$, то $\xi_2 \approx 0,83$. Если для k_d принять усредненное значение $k_d = 0,85$, то отношение

$$\frac{X_{hd}}{X_{hv}} = 0,85 \frac{4 \cdot 0,83}{\pi} = 0,9.$$

У неявнополусной машины главное реактивное сопротивление практически не зависит от положения поля ротора относительно поля статора; иначе обстоит дело в явнополусной машине. Обозначим через ϑ угол между осями полей ротора и статора; тогда выражение для главного реактивного сопротивления явнополусной машины можно записать так:

$$X_{hs} = \frac{m_1}{2} 2\pi f (\omega_1 \xi_1)^2 \sqrt{(\Lambda_{hd} \cos \vartheta)^2 + (\Lambda_{hq} \sin \vartheta)^2}. \quad (837)$$

Если же скорости вращения ротора и поля статора различны, т. е. поле статора вращается относительно ротора, то главное реактивное сопротивление изменяется по периодическому закону от наибольшей величины X_{hd} до наименьшей X_{hq} . Тогда для синхронного поля вводится понятие эквивалентного главного реактивного сопротивления, величина которого

$$X_{he} = m_1 \pi f (\omega_1 \xi_1)^2 \frac{2\Lambda_{hd}\Lambda_{hq}}{\Lambda_{hd} + \Lambda_{hq}}. \quad (838)$$

б) Синхронное реактивное сопротивление

Под синхронным реактивным сопротивлением понимается такое сопротивление, которым характеризуется поле обмотки статора при синхронном вращении ротора. Оно отличается от главного реактивного сопротивления только на величину сопротивления рассеяния

$$X = X_h (1 + \sigma_1) = X_h + X_{1\sigma}. \quad (839)$$

Очень часто это реактивное сопротивление называют полным сопротивлением первичной цепи X_1 .

Величина синхронного сопротивления зависит от положения ротора относительно вращающегося поля. В основном практическое значение имеет величина синхронного реактивного сопротивления по продольной оси X_d . Сопротивление X_d , выраженное в относительных единицах, равно обратной величине отношения короткого замыкания (ОКЗ). Под ОКЗ понимают отношение тока статора при установившемся коротком замыкании и при токе возбуждения, соответствующем номинальному напряжению в режиме холостого хода, к номинальному току статора.

Различают синхронное реактивное сопротивление по продольной оси X_d и по поперечной оси X_q . Обычно $X_d > X_q$. У машин же с полюсными сердечниками из постоянных магнитов и полюсными наконечниками из магнитомягкой стали $X_q > X_d$, так как материал, из которого делают постоянные магниты, имеет низкую магнитную проницаемость. Это обстоятельство существенно меняет некоторые свойства машины с постоянными магнитами по сравнению с таковыми у обычных машин [(200а) и (200в)].

Реактивное сопротивление рассеяния, входящее в формулу (839), состоит из сопротивлений пазовой части, головок зубцов и лобовой части. К нему же относится сопротивление, соответствующее высшим пазовым гармоническим, $\sigma_0 X_h$. В отношении полей высших гармонических в явнополусных машинах, которые возникают из-за особой конструкции полюса, полная ясность пока не достигнута. Эти поля вращаются относительно обмотки статора со скоростью, равной скорости основного поля, и наводят э. д. с. повышенной частоты.

Величина синхронного реактивного сопротивления зависит от насыщения стали, особенно та часть его, которая образуется основным (главным) потоком. Данную часть сопротивления нужно поэтому определять по кривой холостого хода в соответствии с напряжением, отвечающим действительному магнитному состоянию при рассматриваемом процессе. В большинстве случаев достаточно это напряжение принять как сумму напряжения на зажимах и падения напряжения на реактивном сопротивлении рассеяния статорной обмотки, т. е. $U_i = U_N + jX_{1\sigma}J$. Если это напряжение нанести на кривую холостого хода, то для определения насыщенного значения синхронного реактивного сопротивления при помощи эквивалентной прямой замещения представятся две возможности.

Во-первых можно выбрать эту прямую так, чтобы она прошла через точки $U = 0$ и $U = U_i$, образуя одинаковую площадь с осью ординат (осью u), как и действительная кривая холостого хода. В этом случае получают среднее значение реактивного сопротивления.

Во-вторых, можно заменить кривую холостого хода касательной в точке $U = U_i$. Во втором случае получают значение реактивного сопротивления в данной точке.

Оба определения насыщенного значения сопротивления имеют свое обоснование. Для исследования процессов, протекающих с момента возбуждения машины до достижения номинального режима, нужно брать среднее значение. При исследовании процессов с малым изменением напряжения (например, при исследовании статической устойчивости) следует применять значения реактивного сопротивления в данной точке.

в) Переходное реактивное сопротивление

Это реактивное сопротивление необходимо для расчета переходных процессов в машине, например процесса затухания тока статора при внезапном коротком замыкании. Если на роторе имеется только обмотка возбуждения, причем ротор не массивный и специальная демпферная система на нем отсутствует, то переход машины из одного режима в другой определяется в основном переходным сопротивлением. При наличии на роторе дополнительных контуров для переходного процесса играют роль также и их сопротивления рассеяния. Однако все же и в этом случае большую часть времени переходный процесс характеризуется переходным сопротивлением.

Переходное реактивное сопротивление по продольной оси определяется полем рассеяния между обмотками статора и ротора. Как по теории двух реакций, так и по теории вращающегося поля, величина этого сопротивления

$$X' = \sigma_{1,2}x \text{ и } X'_d = \sigma_{1,2}X_d, \quad (840) \text{ и } (841)$$

где $\sigma_{1,2}$ — коэффициент рассеяния между обмотками статора и ротора [см. уравнение (40)].

Переходное сопротивление лишь незначительно отличается от суммы сопротивлений рассеяния обмоток статора и ротора:

$$X'_d \approx X_{1\sigma} + X'_{2\sigma}. \quad (842)$$

В свою очередь, эти сопротивления рассеяния состоят из сопротивлений рассеяния пазовой части, по головкам зубцов, лобовой части и сопротивления, соответствующего высшим гармоническим.

Магнитные поля, обусловленные различным выполнением статорной и роторной обмоток, особой формой полюсов, также увеличивают переходное сопротивление. Поскольку эти поля вращаются синхронно с ротором, их действие можно рассматривать как увеличение рассеяния ротора. Это дополнительное сопротивление имеет значение [см. (212б)]:

$$X_{2\sigma, \text{zus}} = X_{hd} \left(1 - \frac{4\varphi K_d}{\pi\beta} \right).$$

Величины φ и β даны в § 2, а гл. 4, а величины K_d — в § 2, 6 гл. 4.

Переходное реактивное сопротивление по поперечной оси равно синхронному реактивному сопротивлению, так как на роторе синхронной машины по этой оси отсутствует вторичная обмотка:

$$X'_q = X_q. \quad (843)$$

г) Сверхпереходное реактивное сопротивление

Это реактивное сопротивление определяет переходный процесс в момент его возникновения, например, его величина определяет амплитуду тока внезапного короткого замыкания. Сверхпереходное сопротивление меньше, чем переходное, если на роторе, кроме обмотки возбуждения, имеются дополнительные демпфирующие контуры.

Практически ток внезапного короткого замыкания определяется сверхпереходным сопротивлением по продольной оси. По теории вращающегося поля это сопротивление вычисляется из соотношения

$$X'' = X\sigma_e, \quad (844)$$

где

$$\sigma_e = 1 - \frac{\sigma_2 + \sigma_3 - 2\sigma_g}{(1 + \sigma_1)(\sigma_2 + \sigma_3 + \sigma_2\sigma_3 - 2\sigma_g - \sigma_g^3)} \approx 1 - \frac{1}{(1 + \sigma_1)[1 + \sigma_2\sigma_3/(\sigma_2 + \sigma_3)]} \quad (845)$$

есть результирующий коэффициент рассеяния между обмоткой статора и контуром, эквивалентным обмотке возбуждения и демпферной. Взаимная индуктивность рассеяния между обмоткой возбуждения и демпферной обычно мала ($\sigma_g \approx 0$).

Если заменить коэффициенты рассеяния через отношения реактивных сопротивлений:

$$\sigma_1 = X_{1\sigma}/X_h; \quad \sigma_2 = X'_{2\sigma}/X_h; \quad \sigma_3 = X'_{3\sigma}/X_h,$$

то сверхпереходное сопротивление по продольной оси

$$X''_d = \sigma_r X_d = X_{1\sigma} + \frac{X_{hd} X'_{2\sigma} X'_{3\sigma}}{X_{hd} (X'_{2\sigma} + X'_{3\sigma}) + X'_{2\sigma} X'_{3\sigma}}. \quad (846a)$$

Если ввести понятие результирующего сопротивления ротора

$$X_{L\sigma} = \frac{X'_{2\sigma} X'_{3\sigma}}{X'_{2\sigma} + X'_{3\sigma}}, \quad (847)$$

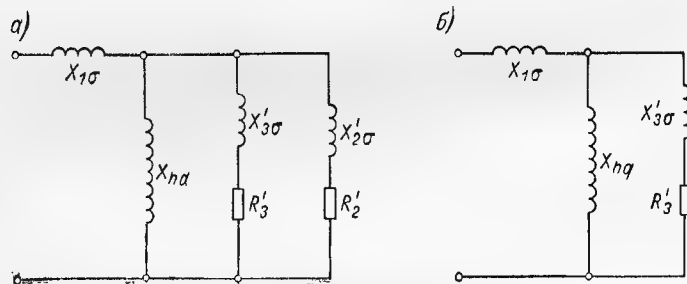


Рис. 274. Схема замещения синхронной машины: а — по продольной оси; б — по поперечной оси.

то сверхпереходное сопротивление по продольной оси

$$X''_d = X_{1\sigma} + \frac{X_{hd} X_{L\sigma}}{X_{hd} + X_{L\sigma}}. \quad (846б)$$

Оно будет идентично переходному сопротивлению [уравнению (842)], если положить $X_{2\sigma} = X_{L\sigma}$. Сверхпереходному сопротивлению, согласно уравнению (846б) или (846а), соответствует схема замещения на рис. 274, а. Так как основное (главное) сопротивление X_{hd} значительно больше, чем $X_{2\sigma}$ и $X_{3\sigma}$, то схему замещения можно упростить, исключив из нее главное сопротивление ($X_{hd} = \infty$). Сверхпереходное сопротивление по продольной оси тогда будет:

$$X''_d \approx X_{1\sigma} + \frac{X'_{2\sigma} X'_{3\sigma}}{X'_{2\sigma} + X'_{3\sigma}}. \quad (848)$$

По поперечной оси обмотка возбуждения отсутствует ($X'_{2\sigma} = \infty$); поэтому сверхпереходное сопротивление

$$X''_q \approx X_{1\sigma} + X'_{3\sigma}. \quad (849)$$

Следует, однако, отметить, что реактивные сопротивления рассеяния по обеим осям $X_{1\sigma}$ и $X_{3\sigma}$ различны; это обусловлено

распределением тока относительно полюсного окна. Обычно $X'_{3\sigma} < X'_{2\sigma}$, поэтому уравнение (848) можно упростить и записать в виде:

$$X''_d \approx X_{1\sigma} + X'_{3\sigma}. \quad (850)$$

Практически сверхпереходные сопротивления по обеим осям равны, что подтверждается табл. 44. В этой таблице даны усредненные значения реактивных сопротивлений синхронных машин, полученных в европейской и американской практике.

Таблица 44

Реактивные сопротивления синхронных машин (без учета насыщения)

Тип машины	X_d	X_q	X'_d	X''_d	ОКЗ с учетом насыщения	X_2
Двухполюсные турбогенераторы; с обычным охлаждением с непосредственным охлаждением	1,6—2,2 2,2—2,6	1,4—1,9 1,9—2,9	0,14—0,22 0,22—0,40	0,10—0,15 0,15—0,25	0,6—0,5 0,5—0,4	0,10—0,15 0,15—0,25
Явнополюсные машины с полной демпферной клеткой; 2р < 16 2р > 16	0,85—1,4 0,80—1,35	0,52—0,9 0,45—0,8	0,22—0,35 0,25—0,40	0,14—0,23 0,15—0,25	1,25—0,75 1,3—0,8	0,14—0,25 0,15—0,27
Явнополюсные машины без демпферной клетки; 2р < 16 2р > 16	0,85—1,4 0,8—1,35	0,52—0,9 0,45—0,8	0,22—0,35 0,25—0,4	0,22—0,35 0,25—0,4	1,25—0,75 1,3—0,8	0,36—0,63 0,35—0,6

Примечание. Для турбогенераторов учет насыщения может быть произведен по приближенным формулам

$$X'_{dн} \approx (0,95 + 0,85) X'_d; \quad X''_{dн} \approx (0,95 + 0,85) X''_d.$$

Для явнополюсных машин имеют место приближенные соотношения: с демпферной клеткой

$$X''_q \approx (0,9 - 1,2) X''_d; \quad X'_q \approx X'_d;$$

без демпферной клетки

$$X''_q \approx X_q.$$

В заключение приведем эмпирическую формулу, связывающую переходное и сверхпереходное сопротивления:

$$X'_d \approx 1,4 X''_d + 0,02. \quad (851)$$

д) Реактивное сопротивление обратной последовательности

При несимметричной нагрузке отдельных фаз в машине возникает обратная система токов и напряжений. Это реактивное сопротивление обратной последовательности связывает системы токов

и напряжений обратной последовательности фаз. Оно является индуктивным сопротивлением синхронной машины токам обратной последовательности.

Так как система токов обратной последовательности наводит, индуцирует в демпферной обмотке и в массиве ротора токи, то сопротивление обратной последовательности близко к сверхпереходному. В противоположность режиму короткого замыкания, в данном случае токи в демпферной обмотке и в массиве ротора наводятся по обеим осям (d и q). Поэтому реактивное сопротивление обратной последовательности

$$X_2 = X_{1\sigma} + \frac{2(X_d'' - X_{1\sigma})(X_q'' - X_{1\sigma})}{X_d'' + X_q'' - 2X_{1\sigma}} \approx \frac{2X_d''X_q''}{X_d'' + X_q''}. \quad (852)$$

При симметричных обмотках ротора $X_2 = X''$, аналогично, активное сопротивление $r_2 = r''$. Практически это имеет место только в синхронизированной асинхронной машине. Если пренебречь влиянием демпферной обмотки и массива ротора ($X_q'' = \infty$), то сопротивление

$$X_2 = X_{1\sigma} + 2X_{2\sigma}'. \quad (853)$$

Иногда $X_2 < X_d''$, так как токи ротора при коротком замыкании имеют однократную, а при обратной системе токов двукратную номинальную частоту. Явление вытеснения тока, которое уменьшает реактивное сопротивление, будет во втором случае выражено сильнее. У машин с шихтованными полюсами и сильной демпферной (успокоительной) обмоткой по обеим осям $X_2 \approx 0,95X_d''$. У машин с массивным ротором обычно $X_2 \approx 1,0 \div 1,15X_d''$; у машин с шихтованными полюсами, но без успокоительной обмотки ввиду больших значений поперечного реактивного сопротивления ($X_q' = X_q$), будет $X_2 \approx 1,3 \div 1,6X_d''$.

В литературе часто определяют величину реактивного сопротивления обратной последовательности:

$$X_2 = \frac{X_d'' + X_q}{2},$$

или

$$X_2 = \sqrt{X_d''X_q''}.$$

Возможно, что эти величины в некоторых случаях аналогичны X_2 . Однако точное определение этого сопротивления, согласно нормам VDE, дано уравнением (852).

е) Реактивное сопротивление нулевой последовательности

Это сопротивление связывает системы токов и напряжений нулевого следования фаз. Режим работы машины с такой последовательностью фаз можно воспроизвести, если соединить фазы об-

мотки статора в открытый треугольник и питать обмотку переменным током. Определим сначала величину главного реактивного сопротивления для этого режима работы.

В зазоре машины ($\delta = \text{const}$) возникает магнитное поле с утроенным числом полюсов (рис. 275). Амплитуда первой гармонической индукции

$$B = \frac{\sqrt{2}\omega_1\mu_0}{2p\delta}. \quad (854)$$

Амплитуда индукции синусоидально распределенного поля

$$B_3 = \frac{4}{\pi} \xi_3 B, \quad (855)$$

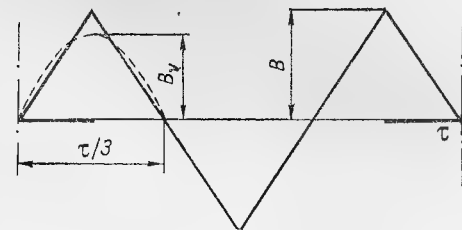


Рис. 275. Распределение потока третьей гармонической.

где ξ — обмоточный коэффициент третьей гармонической.

Поток, сцепленный с обмоткой,

$$\theta_3 = \frac{2\tau pl}{3\pi} B_3; \quad (856)$$

частота этого потока равна частоте сети f_1 .

Э. д. с. в фазе обмотки статора

$$E_3 = \sqrt{2}\pi f_1 \omega_1 \xi_3 \Phi_3 = X_{h3} I_1, \quad (857)$$

где

$$X_{h3} = X_{h1} \left(\frac{\xi_3}{\xi_1} \right)^2 \frac{2}{3m_1}. \quad (858)$$

В частном случае, при $m_1 = 3$, $\xi_1 = 3/\pi$ и $\xi_3 = 2/\pi$ (обмотка статора с диаметральной шагом):

$$X_{h3} = \frac{8}{81} X_{h1} \approx 0,1 X_{h1}. \quad (859)$$

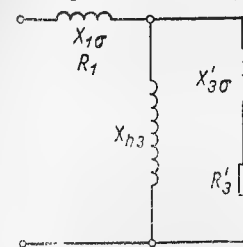


Рис. 276. Схема замещения синхронной машины для тока нулевой последовательности.

Величина реактивного сопротивления сильно зависит от сокращения шага обмотки статора. При шаге $W = 2\tau/3$ коэффициент $\xi_3 = 0$; следовательно и $X_{h3} = 0$. В практике обычно выбирается шаг $W = 5\tau/b$; тогда $\xi_3 = \sqrt{2}/\pi$ и сопротивление

$$X_{h3} \approx 0,05 X_{h1}. \quad (860)$$

Для определения реактивного и полного сопротивлений нулевой последовательности можно воспользоваться схемой замещения (рис. 276). Здесь обмотка возбуждения не учитывается, так как магнитная связь этой обмотки с пространственной третьей гармонической поля мала.

Если сокращение обмотки статора выбрано таким, что $X_{h3} = 0$, то реактивное сопротивление нулевой последовательности

$$X_0 = X_{1\sigma}, \quad (861)$$

а активное сопротивление

$$R_0 = R_1. \quad (862)$$

Однако, если $X_{3h} > 0$ [уравнение (860)], то полное сопротивление нулевой последовательности

$$Z_0 = R_1 + jX_{1\sigma} + \frac{jX_{3h}(R'_3 + jX'_{3\sigma})}{R'_3 + j(X_{3h} + X'_{3\sigma})}. \quad (863)$$

Величины R'_3 , $X'_{3\sigma}$ и X_{3h} одного порядка (около $0,05 X_{1h}$); поэтому из последнего уравнения можно получить, что активное сопротивление нулевой последовательности

$$R_0 \approx R_1, \quad (864)$$

а реактивное

$$X_0 \approx X_{1\sigma} + 0,02X_{1h}. \quad (865)$$

Сопротивление рассеяния обмотки якоря (статора) $X_{1\sigma}$ в (865) имеет обычно меньшее значение, чем при симметричном режиме. В пазовой части двухслойной обмотки протекают в обоих слоях токи противоположного направления. Сопротивление рассеяния паза падает поэтому до незначительной величины. По той же причине уменьшается сопротивление рассеяния лобовых частей, что, однако, трудно учесть. Для приближенных расчетов достаточно принять

$$X_{1\sigma} \approx X_{1\sigma}(2W/\tau - 1).$$

Согласно Нюрнбергу (Nürnberg) X_0 обычных обмоток с укороченным шагом $W = \frac{5}{6}\tau$ можно принять равным $X_d''/3$, а при шаге $W = \frac{2}{3}\tau$ равным $X_d''/6$.

Согласно Бонферту (Bonfert) относительные значения нулевого реактивного сопротивления лежат между 0,03 и 0,15 и всегда меньше, чем сверхпереходное сопротивление, а именно:

$$X_0 \approx \left(\frac{1}{6} \div \frac{3}{4}\right) X_d''.$$

ж) Реактивное сопротивление при качании

При введении понятия о реактивном сопротивлении при качании исходят из того, что при качаниях машины некоторый магнитный поток Φ_c остается неизменным. Это предположение вполне справедливо, хотя величина потока Φ_c в значительной степени зависит от частоты колебаний и конструкции ротора машины.

На рис. 277, а представлена диаграмма потока в воздушном зазоре для машины с демпферной обмоткой и без нее (предполагается, что у машины неявнополюсного типа ротор массивный). Здесь Φ — поток, соответствующий напряжению сети, Φ_d — поток статора по продольной оси и Φ_q — по поперечной оси. Так как постоянная времени продольного потока велика, то при качаниях

результрующий поток по продольной оси Φ_r и поток в воздушном зазоре Φ остаются неизменными, так что $\Phi_c = \Phi_r$.

На рис. 277, а потоки Φ_c и Φ выделены жирными линиями. Потоки якоря Φ_d и Φ_q подвержены колебаниям; на рис. 277, а они изображены штриховыми линиями, такими же линиями изображено и рассеяние обмотки статора. У машин с демпферной обмоткой по поперечной оси или с массивным ротором может иметь место сильное демпфирование по поперечной оси. При таком демпфировании поперечный поток можно разложить на две составляющие. Первая составляющая Φ_q' , сцепленная с демпферной обмоткой, остается неизменной; вторая составляющая Φ_q'' , не сцепленная с этой обмоткой, колеблется. К составляющей потока Φ_q'' относятся потоки рассеяния обмотки якоря и демпферной, а также высшие гармонические поля массивного ротора.

Неизменные потоки на рис. 277, б обозначены жирными линиями, изменяющиеся — штриховыми. Чтобы перейти от диаграммы потоков к диаграмме напряжений, рассмотрим выше потоки следует заменить соответствующими напряжениями. Напряжение сети U и внутреннее постоянное напряжение E_r (или E_c) отличаются на величину падения напряжения в реактивном сопротивлении, которое назовем реактивным сопротивлением при качании. Предполагается, что соответствующий ему поток колеблется. Для машин без демпферной обмотки это сопротивление

$$X_p = X_{1\sigma} + X_q, \quad (866a)$$

а у машин с демпферной обмоткой по поперечной оси

$$X_p = X_{1\sigma} + qX_q. \quad (866b)$$

Из рис. 277, б получаем:

$$q = \frac{\Phi_q''}{\Phi_q' + \Phi_q''} < 1. \quad (867)$$

Коэффициент качания q определяет колеблющуюся часть поперечного потока. Он характеризует также уменьшение поперечного потока, если этот поток вместо постоянного становится переменным с частотой колебаний ωf_1 . В определенных

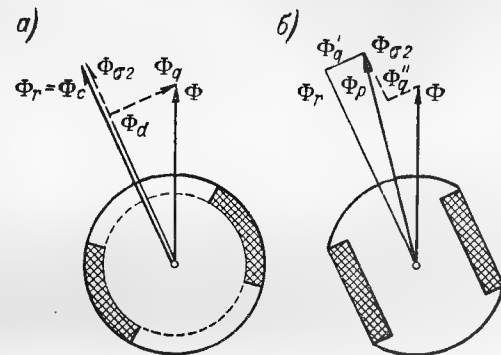


Рис. 277. Потоки, сохраняющие свою величину при качаниях синхронной машины: а — неявнополюсного типа; б — явнополюсного типа.

случаях можно вычислить это уменьшение потока. Для машины с демпферной обмоткой можно воспользоваться схемой замещения, представленной на рис. 274, б. Реактивные сопротивления на этой схеме соответствуют частоте сети f_1 . Рассмотрим только часть схемы, относящейся к ротору, т. е. параллельное соединение сопротивлений νX_h и $R_3' + j\nu X_{3\sigma}'$. Эквивалентное полное сопротивление

$$Z = \frac{j\nu X_{hq} (R_3' + j\nu X_{3\sigma}')}{R_3' + j\nu (X_{hq} + X_{3\sigma}')} \quad (868a)$$

Реактивное сопротивление равно мнимой части полученного выражения

$$X = \nu X_{hq} \frac{R_3'^2 + \nu^2 X_{3\sigma}'^2 (X_{hq} + X_{3\sigma}')}{R_3'^2 + \nu^2 (X_{hq} + X_{3\sigma}')^2} \quad (868b)$$

При уменьшении частоты реактивное сопротивление приближается к своему предельному значению $X_0 = \nu X_h$; при этом коэффициент качания

$$q = \frac{X}{X_0} = \frac{R_3'^2 + \nu^2 X_{3\sigma}'^2 (X_{hq} + X_{3\sigma}')}{R_3'^2 + \nu^2 (X_{hq} + X_{3\sigma}')^2} \quad (869a)$$

Если частота колебаний $\nu = 0$, то $q = 1$; при $\nu = \infty$

$$q_\infty = \frac{X_{3\sigma}'}{X_{hq} + X_{3\sigma}'} = \frac{\sigma_3}{1 + \sigma_3} \quad (869b)$$

Схема на рис. 274, б может быть также заменена параллельно соединенными активным и реактивным сопротивлениями. Тогда реактивное сопротивление при качании равно мнимой части $1/Z$:

$$X_{\text{per}} = \frac{X_{hq} (R_3'^2 + \nu^2 X_{3\sigma}'^2)}{R_3'^2 + \nu^2 X_{3\sigma}'^2 (X_{hq} + X_{3\sigma}')} + X_{1\sigma} \quad (870)$$

Выражения для предельных значений этого сопротивления (при $\nu = 0$ и $\nu = \infty$) совпадают с полученными из формулы (866б), однако выражения для промежуточных значений частоты ν не будут совпадать.

Для массивного ротора не может быть предложена простая схема замещения для расчета коэффициента q . Мы вычислим этот коэффициент приближенно, используя работу Тимашева (Timasheff) [55]. Как мы видели, изменение магнитного потока в массивной стали подчиняется экспоненциальному закону с двумя постоянными времени. Исходя из этого, Тимашев заменяет магнитную цепь эквивалентной схемой с двумя сопротивлениями, соединенными параллельно: $R_h + jX_h$ и $R_0 + jX_0$; первому сопротивлению соответствует медленно затухающая составляющая потока (основной поток); постоянная времени этого сопротивле-

ния равна T_h ; второму сопротивлению отвечает быстро затухающая составляющая, соответствующая высшим гармоническим. Из такой схемы замещения получаем полное сопротивление:

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{R_h + j\nu X_h} + \frac{1}{R_0 + j\nu X_0} \quad (871a)$$

При частоте $\nu \rightarrow 0$

$$\frac{1}{Z_0} = \frac{R_h + R_0}{R_h R_0}; \quad (871b)$$

отсюда коэффициент качания

$$q = \frac{Z_0}{Z} \quad (872)$$

Введем дополнительные понятия: обозначим период качания $T_\nu = 1/\nu\omega_1$; отношение постоянных времени

$$\beta = T_0/T_h \quad (873)$$

и отношение сопротивлений

$$\alpha = R_0/R_h \quad (874)$$

Тогда коэффициент качания

$$q = \sqrt{\frac{(1 + \alpha)^2 + (2\pi^2 T_h/T_\nu)^2 (1 + \alpha\beta)^2}{(1 + 4\pi^2 T_h^2/T_\nu^2)(1 + 4\pi^2 \beta^2 T_h^2/T_\nu^2)(1 + \alpha)^2}} \quad (875)$$

Для массивной стали коэффициенты $\beta \approx 0,1$, $\alpha \approx 1$. Теоретически $\alpha = 0,66/0,34 = 1,95$; однако, по Тимашеву, доля высших гармонических поля всегда больше, чем величина, рассчитанная теоретически. Тогда для массивного ротора коэффициент качания

$$q \approx \sqrt{\frac{1 + 12 (T_h/T_\nu)^2}{1 + 40 (T_h/T_\nu)^2 + 16 (T_h/T_\nu)^4}} \quad (875a)$$

Этот коэффициент можно определить экспериментально — либо по частоте качаний двух генераторов из опытов короткого замыкания и при набросе нагрузки, либо по колебаниям амплитуды токов и напряжений при асинхронном пуске одной из синхронных машин от другой. На рис. 278 нанесены данные, полученные из указанных опытов [55]. Опытная кривая изображена сплошной линией. Характер ее такой же, как и расчетной; при малых значениях периода качания T_ν обе кривые совпадают достаточно хорошо. При больших значениях T_ν опытная кривая проходит значительно выше. Тимашев объясняет это тем, что расчетная

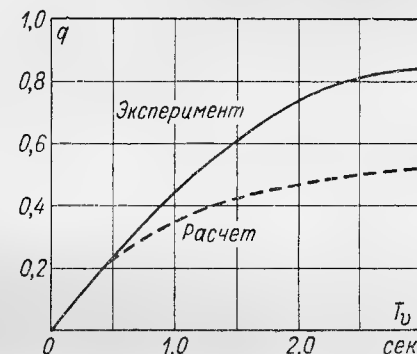


Рис. 278. Зависимость коэффициента качания q поперечного поля от продолжительности колебания (55).

кривая учитывает только колебания поперечного потока; он исходит из того, что продольный поток остается неизменным. Однако при медленных качаниях это предположение не выполняется полностью.

Хотя коэффициент качаний достаточно точно не может быть вычислен, реактивное сопротивление при качании необходимо для ряда важных практических расчетов. Например, оно используется при приближенных расчетах очень сложных процессов качаний машины.

з) Реактивное сопротивление холостого хода

Реактивное сопротивление холостого хода есть сопротивление обмотки возбуждения ротора при разомкнутой статорной обмотке. Величина этого сопротивления определяет некоторые переходные явления в цепи возбуждения. Его значение, отнесенное к первичной (статорной) цепи, будет:

$$X'_{d0} = X_{hd} + X'_{2\sigma}.$$

При приведении к вторичному контуру нужно учесть число витков, обмоточные коэффициенты и число фаз. У машин с явно выраженными полюсами обмоточный коэффициент роторной обмотки заменяется коэффициентом поля k_q . Сопротивление холостого хода, отнесенное к статорной цепи, есть по существу синхронное реактивное сопротивление по продольной оси, у которого сопротивление рассеяния статорной обмотки заменено сопротивлением рассеяния роторной обмотки. Для определения насыщенных значений сопротивления холостого хода действительны те же правила, что и для синхронного сопротивления.

Если по продольной оси имеется успокоительная обмотка или массивные полюсы, действующие как успокоительная обмотка, то ток возбуждения и магнитный поток изменяются согласно сумме двух экспоненциальных функций. Такой характер изменения проявляется более резко у тока, чем у магнитного потока. Величина обеих составляющих характеризуется постоянными времени обмотки возбуждения и успокоительной обмотки (см. § 2 гл. 16).

и) Реактивное сопротивление Потье

Реактивное сопротивление Потье (Potier) служит для определения тока возбуждения синхронной машины при нагрузке. Оно является фиктивной величиной и состоит из суммы сопротивлений рассеяния статорной обмотки и некоторого дополнительного сопротивления, величина которого зависит от сопротивления рассеяния обмотки возбуждения. При этом учитывается то обстоятельство, что поток рассеяния в роторе при нагрузке значительно больше, чем при холостом ходе. Так как этот

поток влияет на уровень насыщения частей ротора из массивной стали, то кривая намагничивания при нагрузке не совпадает с таковой при холостом ходе. Эту разницу учитывает дополнительное сопротивление, величина которого является сложной функцией от сопротивления рассеяния ротора. Поэтому реактивное сопротивление Потье всегда больше, чем сопротивление рассеяния статорной обмотки.

Сопротивление Потье определяют обычно опытным путем. При этом нужно заметить, что в способах, описанных в нормах VDE0530 и IEC (G4), находится не сопротивление Потье, а его модификация согласно Фишеру—Гиннену (Fischer—Hinnen) [25]. Согласно этому способу как сопротивление рассеяния, так и сопротивление реакции якоря являются фиктивными величинами. В способе Потье, однако, только сопротивление рассеяния принимается как фиктивная величина, реакция же якоря вычисляется обычным путем.

Проще всего находят сопротивление Потье при помощи кривых холостого хода и короткого замыкания, а также кривой полной нагрузки при $\cos \varphi = 0$. Если обеспечить полную нагрузку при $\cos \varphi = 0$ невозможно, то как VDE0530, так и IEC (G4) рекомендуют способ нахождения реактивного сопротивления при вынужденном роторе. Для машин с явно выраженными полюсами измеренное выше сопротивление полагают равным сопротивлению Потье, для турбогенераторов — только 60% этой величины (по VDE) или же 67,5% (по IEC). Приведенные числа взяты из практики. При вынужденном роторе в пространстве расточки образуется дополнительный поток, полностью или частично дополняющий ту фиктивную часть сопротивления Потье, которая соответствует увеличению потока в роторе при нагрузке.

Сопротивление Потье будет более соответствовать действительности, если исходить из величин, составляющих его, т. е. сопротивлений рассеяния статорной и роторной обмоток. Сумма обоих сопротивлений равна примерно переходному реактивному сопротивлению X'_d . Из-за различных исходных положений только часть сопротивления ротора, т. е. переходного сопротивления рассеяния, входит в сопротивление Потье [204а].

Два крайних значения сопротивления Потье могут быть даны точно. Если ротор не имеет насыщения, то сопротивление Потье равно рассеянию статорной обмотки. Если же насыщение имеет место только в роторе, то сопротивление Потье равно сумме сопротивлений рассеяния статорной и роторной обмоток, т. е. переходному сопротивлению. Действительная величина лежит между этими двумя крайними значениями; на основании многочисленных опытов найдено, что $X_p = 0,8 \div 0,85 X'_d$ как для машин с явно выраженными полюсами, так и для турбогенераторов.

2. АСИНХРОННЫЕ МАШИНЫ

а) Главное реактивное сопротивление

Воздушный зазор в асинхронной машине постоянен, поэтому ее главное реактивное сопротивление вычисляется так же, как и для синхронной машины неявнополюсного типа.

Данное сопротивление рассчитывается по формуле (828). Для однофазных машин формула (828) дает при $m = 1$ величину главного реактивного сопротивления вращающегося поля.

б) Синхронное реактивное сопротивление или сопротивление холостого хода

Синхронное реактивное сопротивление, или реактивное сопротивление идеального холостого хода машины (без скольжения) состоит из главного реактивного сопротивления X_{1h} и рассеяния обмотки статора $X_{1\sigma}$. Для обычной трехфазной машины можно записать:

$$X_0 = X_{1h} + X_{1\sigma}. \quad (876)$$

Это выражение справедливо независимо от того, разомкнута вторичная обмотка или замкнута накоротко. Однако в однофазной машине при разомкнутой вторичной обмотке оба вращающихся поля не демпфируются, и синхронное реактивное сопротивление

$$X_0 = 2X_{1h} + X_{1\sigma}. \quad (877a)$$

Если же вторичная обмотка замкнута накоротко, то инверсное вращающееся поле демпфируется и для этого поля X_{1h} уменьшается до величины $X'_{2\sigma}$; тогда синхронное сопротивление

$$X_0 \approx X_{1h} + X_{1\sigma} + X'_{2\sigma}. \quad (877b)$$

Это сопротивление составляет примерно половину синхронного сопротивления при разомкнутой обмотке ротора.

Синхронное реактивное сопротивление асинхронной машины с несимметрией в статоре или роторе тоже может быть представлено в виде комбинации главного реактивного сопротивления и рассеяния. Более подробно этот вопрос не будем рассматривать, так как он излагается достаточно подробно в [25].

Активное сопротивление, которое геометрически складывается с синхронным реактивным сопротивлением, состоит из активного сопротивления обмотки статора и эквивалентного сопротивления, соответствующего потерям в стали. Активное сопротивление обмотки статора в схеме замещения включается с остальными сопротивлениями последовательно.

Если принять, что потери в стали изменяются от напряжения по квадратичной зависимости, то эквивалентное сопротивление может быть включено либо параллельно главному реактивному

сопротивлению, либо последовательно с ним. Однако это сопротивление при исследовании процессов в асинхронных машинах играет весьма малую роль, и обычно им пренебрегают.

в) Реактивное сопротивление рассеяния

Реактивное сопротивление рассеяния асинхронной машины определяется рассеянием пазовой и лобовой частей, а также рассеянием в воздушном зазоре. В гл. 13 было показано, как вычисляются эти отдельные реактивные сопротивления. Мы подчеркнем лишь особенности каждого из них.

Сопротивление лобового рассеяния X_S не зависит от насыщения. Вместе с тем выделить в X_S сопротивления рассеяния обмотки статора и отдельно обмотки ротора трудно. Обычно принимают, что все рассеяние лобовой части относится к статору; лишь в редких случаях (когда уточнение особенно необходимо) считают, что в равной мере это рассеяние относится к статору и к ротору. У ротора с короткозамкнутой обмоткой рассеяние лобовой части мало, и им можно пренебречь. Сопротивление рассеяния пазовой части X_N зависит от насыщения, так что в расчетах используется несколько приближенная величина.

Рассеяние по головкам зубцов достигает значительной величины только у крупных машин; в остальном оно обладает свойствами рассеяния пазовой части.

Рассеяние в воздушном зазоре X_0 рассчитывается с помощью коэффициента рассеяния σ_0 и главного реактивного сопротивления X_{1h} . Однако благодаря демпфированию со стороны второй обмотки (ρ) и влиянию пазового раскрытия ($k_N \approx 0,8$) сопротивление X_0 несколько уменьшается.

Влияние демпфирования особенно заметно, если оно обусловлено короткозамкнутой обмоткой ротора ($\rho \approx 0,8$). Для обмоток обычного типа демпфирование очень незначительно ($\rho \approx 1$).

Реактивное сопротивление рассеяния, вызванное скосом пазов (X_{Sch}), относят к рассеянию статора. Оно равно $X_{Sch} = \sigma_{Sch} X_{1h}$. Но если стержни обмотки ротора не изолированы, то это сопротивление снижается примерно вдвое ($\kappa \approx 0,5$).

Общее реактивное сопротивление рассеяния статора

$$X_{1\sigma} \approx X_{1N} + X_S + X_{1h}(k_{1N}\rho\sigma_{10} + \kappa\sigma_{Sch}). \quad (878)$$

Реактивное сопротивление рассеяния ротора обычно относят к обмотке статора. Рассеяние ротора состоит из рассеяния в воздушном зазоре и пазового. Рассеяние лобовой части в большинстве случаев относят к рассеянию статора. Рассеяние в воздушном зазоре $X'_{2\sigma} = \sigma_{20} X_{1h}$ уменьшается в результате влияния пазового раскрытия ($k_N \approx 0,7 \div 0,85$); вместе с тем, демпфирование со стороны обмотки статора практически отсутствует.

Общее реактивное сопротивление рассеяния ротора

$$X'_{2\sigma} \approx X_{2N} + X_{1h}k_{2N}\sigma_{20}, \quad (879)$$

а общее сопротивление рассеяния машины

$$X_{\sigma} \approx X_{1\sigma} + X'_{2\sigma} = X_{1N} + X_{2N} + \\ + X_S + X_{1h} (k_{1N}\rho\sigma_{10} + k_{2N}\sigma_{20} + \kappa\sigma_{Sch}). \quad (880)$$

Уравнения (879) и (880) справедливы при условии, если частота тока ротора мала.

г) Реактивное сопротивление короткого замыкания

Под сопротивлением короткого замыкания понимают сопротивление асинхронной машины при заторможенном роторе. Влиянием главного реактивного сопротивления, которое в схеме замещения соединено параллельно с полным сопротивлением ротора, можно пренебречь ($X_{1h} = \infty$), как это было сделано в § 2, в при рассмотрении рассеяния.

Частота тока в заторможенном роторе равна частоте сети. Вследствие этого в роторных стержнях при определенных условиях может иметь место значительный поверхностный эффект. Под влиянием его пазовое рассеяние существенно уменьшается.

Реактивное сопротивление ротора равно сумме двух слагаемых: одного, так называемого внешнего сопротивления ($X_{a\sigma}$), не зависящего от поверхностного эффекта, и второго, внутреннего ($X_{i\sigma}$), зависящего от поверхностного эффекта. Внешнее сопротивление $X_{a\sigma}$ соответствует рассеянию в пазу над стержнем ротора, а также рассеянию по головкам зубцов и в воздушном зазоре, а внутреннее $X_{i\sigma}$ — рассеянию в пазу по высоте стержня. Таким образом, реактивное сопротивление рассеяния ротора при коротком замыкании

$$X_{2\sigma} = X_{a\sigma} + K_B X_{i\sigma}, \quad (881)$$

где K_B — коэффициент уменьшения рассеяния из-за поверхностного эффекта.

Следует отметить, что если на роторе уложена обмотка обычного типа, то рассеяние в воздушном зазоре зависит еще от положения ротора относительно статора. Если асинхронная машина работает в режиме двигателя или генератора, то это явление обычно можно не учитывать, так как оно не имеет принципиального значения. Оно более заметно при работе в режиме индукционного регулятора; этот режим будет рассмотрен в § 3, а гл. 14.

Сопротивление короткого замыкания с насыщением меняется и, следовательно, зависит от тока; это относится к пазовому рассеянию и рассеянию в воздушном зазоре. Подробнее данный вопрос будет изложен в § 11 гл. 13.

Активное сопротивление при коротком замыкании состоит из сопротивления статора и приведенного сопротивления ротора. В активном сопротивлении ротора также можно выделить два

слагаемых: не зависящее от поверхностного эффекта R_R (для короткозамкнутой обмотки — замыкающие кольца) и зависящее от него — R_S (стержни).

Для обмоток обычного типа влияние поверхностного эффекта невелико. В общем случае можно записать:

$$R_K = R_1 + R'_R + K_w R'_S, \quad (882)$$

где K_w — коэффициент увеличения сопротивления из-за поверхностного эффекта.

Реактивное сопротивление короткого замыкания

$$X_K = X_{1\sigma} + X'_{a\sigma} + K_B X'_{i\sigma}; \quad (883)$$

тогда полное сопротивление короткого замыкания

$$Z_K = R_K + jX_K. \quad (884)$$

Переходные процессы обычных асинхронных машин описываются реактивными сопротивлениями рассеяния, так как здесь имеет место только один переходный ток. Однако у глубокопазных электродвигателей, например с двойной беличьей клеткой, по аналогии с синхронными машинами в переходном режиме можно ожидать наличия двух составляющих тока [221а, 219а]. Эти составляющие тока проще всего определять при включении двигателя или коротком замыкании вращающейся машины. При этом переходное реактивное сопротивление будет приближенно выражаться реактивным сопротивлением рассеяния X_{σ} , а сверхпереходное — приближенно реактивным сопротивлением короткого замыкания X_K [219а].

3. СПЕЦИАЛЬНЫЕ СХЕМЫ ВКЛЮЧЕНИЯ АСИНХРОННОЙ МАШИНЫ

а) Индукционный регулятор

Реактивное сопротивление рассеяния регулятора рассчитывается точно так же, как и любой асинхронной машины. Поверхностный эффект, демпфирование полей высших гармонических и поперечные токи здесь отсутствуют. Следовательно, в данном случае $\kappa = \rho = K_B = K_w = 1$. Зависимость рассеяния в воздушном зазоре от положения осей обмоток статора и ротора (см. § 6 гл. 13) здесь более заметна. Хотя средняя величина этого рассеяния для вращающейся асинхронной машины и для режима индукционного регулятора равны, однако рассеяние изменяется при вращении ротора примерно по закону синуса с периодом 60° эл.

В то время, как пазовые высшие гармонические (при неравном числе пазов ротора и статора) не компенсируют друг друга и величина соответствующей им доли дифференциального рассеяния не зависит от положения ротора, высшие гармонические полей

обмоток имеют другие свойства. Если оси обмоток ротора и статора совпадают, то эти высшие гармонические полностью компенсируют друг друга, и соответствующее им рассеяние равно нулю. При угле между осями в 30° эл. высшие гармонические полей обмоток складываются, и соответствующее им рассеяние получается вдвое больше, чем средняя величина его для вращающейся машины.

Если угол между осями обмоток составляет 30° эл. (так называемое второе главное положение осей), то в этом случае рассеяние для любой обмотки в воздушном зазоре ($q = \infty$) равно примерно удвоенной величине рассеяния. Для обмотки с диаметральной шагом, с учетом, что $\xi_v = 3/\pi v$, получаем:

$$\sigma_0 = 2 \sum \left(\frac{\xi_v}{v \xi_1} \right)^2 = 2 \sum \frac{1}{v^4} = 0,00430. \quad (885)$$

$$v = -5, 7, -11, \dots$$

Однако Рихтер (Richter) [25] показал, что при таком положении осей гармонические полей статора и ротора взаимно уничтожают друг друга, если порядок их $v = -11, 13, -23, 25, \dots$; в этом случае при суммировании по формуле (885) гармонические такого порядка должны быть исключены. Коэффициент рассеяния получается равным $\sigma_0 = 0,00408$. Из-за малой разницы между обоими значениями коэффициента более подробно на этом вопросе останавливаться не будем.

б) Асинхронная машина в режиме трансформатора

Асинхронная машина в режиме трансформатора используется в ряде специальных случаев, например в схемах с коллекторными двигателями переменного тока. На рис. 279, а представлен один из наиболее простых способов соединения обмоток асинхронной машины, работающей в таком режиме.

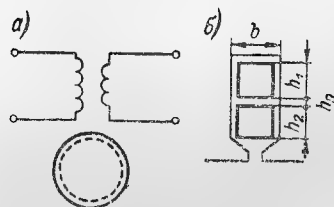


Рис. 279. Асинхронная машина в режиме трансформатора: а — схема соединения обмоток, б — расположение обмоток в пазу.

Обе обмотки статора расположены в одних и тех же пазах, ротор — с короткозамкнутой обмоткой. Вал ротора приводит во вращение вентилятор. Мощность вентилятора невелика, и поэтому ею можно пренебречь. Намагничивающие силы обеих обмоток статора равны. Отсюда можно вычислить проводимости (рис. 279, б)

$$\lambda_N = (h_1 + h_2)/3b + h_0/b. \quad (886)$$

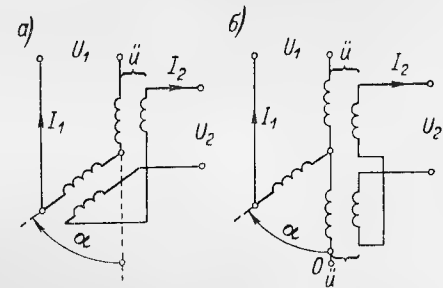
Так как лобовые части обеих обмоток практически совпадают, то рассеяние лобовых частей мало. Согласно исследованиям автора, проводимость для обеих обмоток $\lambda_s \approx 0,1 \div 0,15$. Рассеяние в воздушном зазоре здесь равно нулю.

Схема соединения обмоток индукционного регулятора, изображенная на рис. 280, а, более сложна. Она используется для регулирования скорости вращения трехфазных коллекторных двигателей. Здесь и на статоре, и на роторе имеются по две обмотки. Число витков обмоток статора и ротора одинаково. Пренебрежем намагничивающим током; тогда можно записать следующее уравнение:

$$j_1 - \ddot{u} j_2 + (j_1 + \ddot{u} j_2) e^{-i\alpha} = 0, \quad (887)$$

где $\ddot{u} = \omega_2/\omega_1$; отсюда получаем отношение токов

$$\frac{j_1}{j_2} = \frac{\ddot{u}(1 - e^{-i\alpha})}{1 + e^{-i\alpha}} = j \ddot{u} \operatorname{tg} \alpha/2. \quad (888)$$



Так как токи j_1 и j_2 сдвинуты по фазе на 90° , то взаимной индуктивностью полей рассеяния обеих обмоток можно пренебречь. Обозначим через λ' коэффициент рассеяния первичной обмотки (обычно она расположена на дне паза), а через λ'' — вторичной. Для сопротивлений рассеяния обмоток можно записать:

$$X_{1\sigma} = \operatorname{const} \omega_1^2 \lambda'; \quad (889a)$$

$$X_{2\sigma} = \operatorname{const} \omega_2^2 \lambda''. \quad (889b)$$

В большинстве случаев требуется вычислить общее реактивное сопротивление рассеяния, приведенное ко вторичной обмотке; тогда для статора получаем:

$$X'_{1\sigma} = X_{1\sigma} (J_1/J_2)^2 = \operatorname{const} \omega_2^2 \lambda' \operatorname{tg}^2 \alpha/2; \quad (890)$$

$$X'_{1\sigma} + X_{2\sigma} = \operatorname{const} \omega_1^2 (\lambda'' + \lambda' \operatorname{tg}^2 \alpha/2). \quad (891)$$

При $\alpha = 0$ не равно нулю только сопротивление $X_{2\sigma}$; при $\alpha = 90^\circ$ общее сопротивление равно сумме обоих сопротивлений: $X'_{1\sigma} + X_{2\sigma}$. Проводимости λ' и λ'' складываются из проводимостей пазового и лобового рассеяния. Запишем выражения для λ' и λ'' :

$$\lambda' \approx h/6b + h/2b + (\lambda_2 \div \lambda_4) + \lambda_s l_s/lq, \quad (892a)$$

$$\lambda'' \approx h/6b + (\lambda_2 \div \lambda_4) + \lambda_s l_s/lq, \quad (892b)$$

где h — высота паза; b — ширина паза; q — число пазов на полюс и фазу.

Для проводимости лобового рассеяния каждой из обмоток можно принять $\lambda_s \approx 0,1 \div 0,15$. Между проводимостями всегда имеет место соотношение $\lambda' > \lambda''$. Ограничимся областью $\alpha < 90^\circ$; в этом случае первое слагаемое в уравнении (891) обычно больше. Примем, что $\lambda' = \lambda''$; тогда уравнение (891) можно записать так:

$$X'_{1\sigma} + X_{2\sigma} \approx (X'_{1\sigma} + X_{2\sigma})_{\alpha=0} / \cos^2 \alpha / 2. \quad (893)$$

Рассеяние в воздушном зазоре пропорционально квадрату намагничивающей силы паза:

$$|j_1 \pm \ddot{u} j_2|^2 = \ddot{u}^2 J_2^2 (1 + \operatorname{tg}^2 \alpha / 2) = \frac{\ddot{u}^2 J_2^2}{\cos^2 \alpha / 2}. \quad (894)$$

Отсюда получаем выражение для реактивного сопротивления рассеяния в воздушном зазоре:

$$X_O = (X_O)_{\alpha=0} / \cos^2 \alpha / 2. \quad (895)$$

Уравнение (893) дает общую зависимость реактивного сопротивления рассеяния от угла поворота; оно может быть использовано для обмоток как статора, так и ротора.

Активное сопротивление регулятора состоит из сопротивлений первичной и вторичной обмоток. Вычислим сопротивления, используя выражение для потерь:

$$V = R_2 J_2^2 + R_1 J_1^2 = (R_2 + R_1 \operatorname{tg}^2 \alpha / 2) J_2^2. \quad (896)$$

Если принять, что $R_2 \approx R'_1$, то

$$V \approx R_{\alpha=0} / \cos^2 \alpha / 2. \quad (896a)$$

Таким образом, мы получили, что реактивное и активное сопротивления регулятора, приведенные ко вторичной цепи, изменяются в зависимости от угла поворота ротора по одинаковому закону. Часто из-за недостатка места вторичную обмотку ротора переносят на дополнительный специальный трансформатор; тогда первичную обмотку трансформатора включают под напряжение ротора. В этом случае можно записать для токов следующие уравнения (рис. 280, б):

$$j_L = j_1 + j_T = j_1 + \ddot{u} j_2; \quad (897a)$$

$$j_1 - \ddot{u} j_2 + j_L e^{-j\alpha} = 0, \quad (897б)$$

откуда

$$j_1 = j \ddot{u} j_2 \operatorname{tg} \alpha / 2; \quad (897в)$$

$$j_L = \frac{2 \ddot{u} j_2}{1 + e^{-j\alpha}} \text{ или } j_L = \frac{\ddot{u} j_2}{\cos \alpha / 2}. \quad (897г)$$

Так как правые части уравнений (888) и (897в) одинаковы, то сопротивления рассеяния статора для этого случая можно вычислять по уравнению (893). Реактивное сопротивление ротора про-

порционально квадрату тока ротора. По формуле (897г) это сопротивление зависит от угла поворота ротора так же, как и статорное. Поэтому можем вычислить реактивное сопротивление ротора обычным образом для угла $\alpha = 0$. Для произвольного угла α имеем:

$$X'_{L\sigma} = (X'_{L\sigma})_{\alpha=0} / \cos^2 \alpha / 2. \quad (898)$$

Общее реактивное сопротивление рассеяния регулятора, приведенное ко вторичной обмотке, равно

$$X_\sigma = (X'_{1\sigma} + X_{2\sigma} + X'_{L\sigma})_{\alpha=0} / \cos^2 \alpha / 2. \quad (899)$$

Если для улучшения коэффициента мощности сделать неодинаковыми коэффициенты трансформации статора регулятора ($\ddot{u}_R$) и специального трансформатора ($\ddot{u}_T$; $\ddot{u}_R > \ddot{u}_T$), то величина реактивных сопротивлений при угле $\alpha = 0$ изменяется, а зависимость этих сопротивлений от угла поворота α остается той же [см. формулу (899)].

Нетрудно подсчитать, что

$$j_1 = \frac{\ddot{u}_R - \ddot{u}_T e^{-j\alpha}}{1 + e^{-j\alpha}} j_2; \quad (900a)$$

$$j_L = \frac{\ddot{u}_R + \ddot{u}_T}{1 + e^{-j\alpha}} j_2. \quad (900б)$$

При этом реактивное сопротивление статора увеличивается на небольшую величину:

$$X'_{1\sigma, \alpha=0} \approx \operatorname{const} \omega_s^2 \lambda'' \left(\frac{\ddot{u}_R - \ddot{u}_T}{2 \ddot{u}_R} \right)^2, \quad (901)$$

а сопротивление ротора следует умножить на коэффициент $(\ddot{u}_R + \ddot{u}_T)^2 / 4 \ddot{u}_R^2$. Так как $\ddot{u}_R > \ddot{u}_T$, то сопротивление ротора уменьшается, но по сравнению со случаем $\ddot{u}_R = \ddot{u}_T$ различие в сопротивлениях невелико и находится в пределах точности измерения.

На рис. 281 представлены результаты измерения реактивного сопротивления при различных углах поворота ротора. Из рисунка видно, что сопротивление возрастает с увеличением угла α ; при этом имеют место периодические колебания, которые вызваны высшими гармоническими полями обмоток.

На том же рисунке нанесена расчетная кривая среднего значения сопротивления; она хорошо совпадает с измеренной. Следует отметить, что совпадение при $\alpha = 0$ получено за счет правильно вычисленной величины рассеяния лобовой части.

Активное сопротивление регулятора, приведенное ко вторичной цепи, можно вычислить из выражения для потерь:

$$V = R_2 J_2^2 + R_1 J_1^2 + R_L J_L^2 + R_T J_T^2, \quad (902)$$

где R_T — сопротивление; $J_T = \ddot{u}_T J_2$ — ток первичной обмотки трансформатора.

Если подставить выражения для токов J_L и J_T в формулу (902), то получим выражение для общего сопротивления регулятора, приведенного ко вторичной цепи:

$$R = R_2 + R_T + R_1 \operatorname{tg}^2 \alpha/2 + R_L / \cos^2 \alpha/2. \quad (903)$$

Кривые расчетного и измеренного активных сопротивлений также нанесены на рис. 281; в основном кривые хорошо совпадают.

На рис. 282 изображен еще один из способов соединения обмоток асинхронной машины. Машина с таким соединением обмоток используется в схемах для

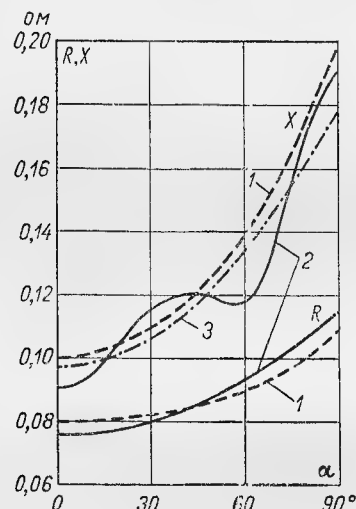


Рис. 281. Реактивное и активное сопротивления регулятора, включенного по схеме 280б (α — угол поворота ротора). Сплошными линиями (2) — экспериментальные данные, пунктиром (1 и 3) — расчетные.

используется в схемах для регулирования коллекторными машинами переменного тока. Здесь ротор асинхронной машины заторможен. Число витков в обмотках ротора и статора одинаково. Асинхронная машина подключена к специальному трансформатору. Между средними точ-

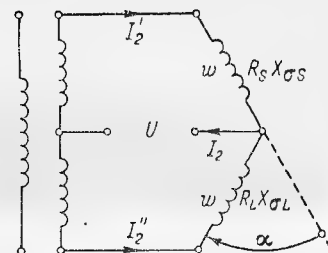


Рис. 282. Специальная схема соединения индукционного регулятора с трансформатором.

ками трансформатора и регулятора при повороте ротора возникает напряжение, которое и используется для управления коллекторной машиной. Токи в обмотках регулятора и трансформатора равны:

$$\dot{J}_2' = \frac{\dot{J}_2}{2} (1 + j \operatorname{tg} \alpha/2), \quad (904a)$$

$$\dot{J}_2'' = \frac{\dot{J}_2}{2} (1 - j \operatorname{tg} \alpha/2), \quad (904б)$$

где $\dot{J}_2$ — ток нагрузки во вторичной цепи.

Потери в регуляторе

$$P = R_S J_1'^2 + R_L J_1''^2, \quad (905)$$

где R_L и R_S — соответственно сопротивление цепей ротора и статора.

С учетом уравнений (904а и б) получаем общее сопротивление регулятора, приведенное ко вторичной цепи:

$$R = \frac{R_S + R_L}{4 \cos^2 \alpha/2}. \quad (906)$$

Аналогично для реактивного сопротивления рассеяния:

$$X_\sigma = \frac{X_{\sigma S} + X_{\sigma L}}{4 \cos^2 \alpha/2}, \quad (907)$$

так как реактивные сопротивления рассеяния статора и ротора независимы друг от друга.

4. РЕАКТИВНЫЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ РАССЕЯНИЯ КОЛЛЕКТОРНЫХ МАШИН ПЕРЕМЕННОГО ТОКА

а) Однофазные машины

Реактивное сопротивление рассеяния однофазной коллекторной машины с последовательным возбуждением образовано пазовым и лобовым рассеянием, а также рассеянием по головкам зубцов всех ее обмоток. Рассеяние в воздушном зазоре для таких машин нельзя вычислять тем же методом, что и для трехфазных. Его лучше всего рассчитывать по уравнению (786), аналогично рассеянию по головкам зубцов. Эта формула дает для трехфазных машин рассеяние примерно вдвое больше действительного. Имеет ли это место для однофазных машин, пока еще не подтверждено.

Поле у репульсионных двигателей является эллиптическим, благодаря чему рассеяние в воздушном зазоре этих машин можно вычислять так же, как у машин с вращающимся полем.

б) Трехфазные машины с питанием со стороны статора

Реактивное сопротивление рассеяния данных машин вычисляется так же, как у асинхронных. Исключение составляет рассеяние в воздушном зазоре; его мы рассмотрим ниже.

Проводимость потока рассеяния лобовой части вычисляется обычно вместе для обмоток ротора и статора. Если же требуется из общего сопротивления рассеяния лобовой части выделить отдельно сопротивление ротора и отдельно — статора, то приближенно можно считать, что они равны. Каждый из них составляет, следовательно, половину общего сопротивления.

Сопротивление рассеяния ротора, а именно сопротивление эквивалентной обмотки, соединенной в звезду, рассчитывается по формуле (737) или (760а); в эти формулы следует подставить $q = N/6p$. Число витков эквивалентной обмотки для схемы с тремя щетками равно $w = z/12c$, а с шестью: $w = z/6c$. У коллекторных машин переменного тока рассеяние в воздушном зазоре обладает иными свойствами, чем у асинхронных.

Выделим в рассеянии в воздушном зазоре обе его составляющих: одну, соответствующую зубцовым гармоническим, и вторую — полю рассеяния высших гармонических обмотки; такое подразделение было сделано выше (см. § 6 гл. 13) при общем изложении вопроса о рассеянии в воздушном зазоре. Реактивное сопротивление первой составляющей такое же, как и у асинхронных машин [уравнение (781)]; второй — как у индукционного регулятора, потому что положение оси обмотки ротора определяется положением щеток в пространстве. Рассеяние обмотки зависит от взаимного положения осей обмоток ротора и статора, т. е. от положения щеток. Рассеяние изменяется в диапазоне от $\sigma_0 = 0$ до $\sigma_0 = 2 \cdot 0,0021 = 0,0042$.

При неподвижном роторе скорость высших гармонических поля $v_v = v_1/v$. Эти поля наводят в обмотке ротора токи, частота которых равна частоте сети. Реактивное сопротивление рассеяния, как указано выше, вычисляется в зависимости от положения щеток. При вращающемся роторе скорость высших гармонических поля относительно обмотки ротора та же, что и высших гармонических поля статора относительно обмотки ротора, так как благодаря щеткам положение оси обмотки ротора в пространстве определяется однозначно. Используя формулу (346), получаем выражение для скорости:

$$v_{v-2} = v_v [1 - (1 - s)v] = v_1 [1/v - (1 - s)]. \quad (908)$$

В том же отношении, что и скорость, изменяется и реактивное сопротивление ротора. Для второго главного положения осей, если обмотка — с диаметральной шагом, коэффициент рассеяния равен

$$\sigma_{2,0} = 2 \sum \left[\frac{1-v}{v^4} + \frac{s}{v^3} \right] \approx 0,0144 - 0,0103s. \quad (909)$$

$$v = -5, 7, -17, 19, \dots$$

У коллекторных машин дифференциальное рассеяние обмоток (соответственно высшим гармоническим поля обмоток) зависит от скольжения совершенно иначе, чем у асинхронных машин. У асинхронных машин все реактивное сопротивление ротора пропорционально скольжению, а у коллекторных двигателей с питанием со стороны статора определенная часть дифференциального рассеяния ротора для второго главного положения осей не зависит от скольжения.

С другой стороны, некоторые другие реактивные сопротивления рассеяния ротора у асинхронных машин не зависят от скольжения, а у коллекторных машин переменного тока в этих сопротивлениях имеется составляющая, пропорциональная скольжению. Взаимосвязь полей рассеяния в отдельных фазах обмотки ротора не всегда приводит к образованию вращающегося поля. Часть магнитных линий поля рассеяния сцепляется с одним или

несколькими проводниками только одной фазы. В асинхронных машинах это не играет никакой роли, так как ось обмотки ротора вращается вместе с ротором. Однако в коллекторных двигателях переменного тока это не так.

Расчет составляющей реактивного сопротивления статора, зависящей от скольжения, практически невозможен. По измерениям Рихтера (Richter) [25], эта составляющая равна 13% от общего реактивного сопротивления ротора для первого главного положения осей, где дифференциальное рассеяние высших гармонических обмотки отсутствует.

Из изложенного следует, что у коллекторных двигателей с питанием со стороны статора реактивное сопротивление рассеяния ротора непостоянно и зависит как от скольжения, так и от положения щеток. Однако для практических расчетов было бы желательным выразить это сопротивление так, чтобы оно не зависело от положения щеток и было пропорционально только скольжению.

Отклонения от эквивалентного сопротивления, приведенные выше, все же невелики. Поэтому для практических целей можно вычислять рассеяние коллекторного двигателя с питанием со стороны статора таким же методом, что и асинхронной машины.

в) Трехфазные машины с питанием со стороны ротора

Общее реактивное сопротивление рассеяния этих машин образовано целым рядом сопротивлений, которые будут рассмотрены ниже.

Во-первых, в него входит сопротивление рассеяния первичной обмотки $X_{1\sigma}$, состоящее из рассеяния пазовой части, по головкам зубцов и дифференциального. Сопротивление рассеяния первичной обмотки $X_{1\sigma}$ вычисляется таким же методом, как для асинхронных машин.

Во-вторых, в общее реактивное сопротивление входит сопротивление рассеяния вторичной обмотки (статорной), приведенное к первичной обмотке ($X'_{2\sigma}$). Оно вычисляется таким же методом, что и реактивное сопротивление первичной обмотки.

В-третьих, в общее реактивное сопротивление входит $X'_{3\sigma}$, которое тоже состоит из рассеяний пазовой части, по головкам зубцов и дифференциального. Рассеяние лобовой части относят к вторичной обмотке. Соответствующая проводимость (только для одной обмотки) равна $\lambda_s \approx 0,2$. Сопротивление $X'_{3\sigma}$ вычисляется для случая, когда щетки расположены по диаметру. Сокращение шага обмотки управления обычно мало, и для простоты при расчете рассеяния считают, что шаг этой обмотки — диаметральный.

Кроме того, в общее сопротивление входит реактивное сопротивление X_{13} , которое соответствует взаимной индуктивности

между обмотками первичной и управления. Это сопротивление тоже вычисляется для случая, когда щетки расположены по диаметру. Оно состоит в основном из рассеяний пазовой части, по головкам зубцов и дифференциального. Рассеяние лобовой части мало ($\lambda_s \approx 0,05$), и им часто пренебрегают. По величине разницы между реактивными сопротивлениями $X_{1\sigma}$, $X'_{2\sigma}$ и X_{13} , как правило, невелика. В практических расчетах можно вычислять одну, среднюю, величину сопротивления; в дальнейшем мы ее будем обозначать $X_{1\sigma}$.



Рис. 283. Коллекторная машина с питанием со стороны статора: обмотка регулирования — на статоре.

При расчете сопротивлений коллекторных двигателей с питанием со стороны ротора используются еще следующие величины: отношение напряжения обмотки управления к напряжению ротора $\ddot{u}_0 = E_{20} u_{2\Xi_2} / E_{20} \omega_3 \Xi_3$; постоянный угол сдвига α обмотки управления относительно первичной обмотки (для компенсации фаз) и переменный угол β (для регулирования скорости), который изменяется в диапазоне от 0 до 180°. Пользуясь этими обозначениями, можно записать выражение для напряжения регулирования, приведенного к вторичному напряжению холостого хода:

$$\omega = \ddot{u}_0 \cos(\alpha + \beta) \approx \ddot{u}_0 \cos \beta$$

и для напряжения компенсации:

$$b = \ddot{u}_0 \sin \alpha \cos \beta \approx \omega \alpha.$$

Рассмотрим сначала схему коллекторного двигателя с дополнительной обмоткой на статоре (рис. 283). Питание двигателя — со стороны статора. Для токов имеет место уравнение

$$\begin{aligned} \dot{J}_\mu + \dot{J}_V = \dot{J}_1 + (1 - \ddot{u} e^{j\alpha}) \dot{J}'_2 = \dot{J}_1 + \\ + (1 - \ddot{u} \cos \alpha) \dot{J}'_2 - j \ddot{u} \sin \alpha \dot{J}'_2, \end{aligned} \quad (910)$$

где $\dot{J}_\mu$ — ток намагничивания; $\dot{J}_V$ — ток потерь; $\ddot{u}$ — коэффициент трансформации между обмотками управления и вторичной.

Если же коллекторная машина питается со стороны ротора, то, как и для машины с питанием со стороны статора, будем исходить из того, что угол $\alpha = \text{const}$ и скорость, соответствующая этому углу, для обеих щеток одинакова. С учетом этого получаем, что число витков обмотки управления пропорционально $\cos \beta$; коэффициент трансформации $\ddot{u} = \ddot{u}_0 \cos \beta$, а ось обмотки управления в пространстве неподвижна. Тогда уравнение (910) можно представить так:

$$\dot{J}_\mu + \dot{J}_V = \dot{J}_1 + (1 - \omega) \dot{J}'_2 - j b \dot{J}'_2. \quad (910a)$$

Запишем уравнение э. д. с. [25]

$$\dot{U}_1 + (R_1 + j X_{1\sigma}) \dot{J}_1 + (b X_{1\sigma} - j \omega X_{1\sigma}) \dot{J}'_2 = \dot{E}_1, \quad (911a)$$

$$\begin{aligned} [R'_2 + j(s X'_{2\sigma} + \ddot{u}^2 X_{1\sigma})] \dot{J}'_2 - (b X_{1\sigma} + j \omega X_{1\sigma}) \dot{J}_1 = \\ = (s - \omega + j b) \dot{E}_1, \end{aligned} \quad (911b)$$

где $\dot{E}_1$ — внутренняя э. д. с.

Выразим ток $\dot{J}_1$ из уравнения (910) и подставим в (911a и б), а током $\dot{J}_V$, по величине обычно достаточно малым, пренебрежем. Кроме того, выделим ток намагничивания $\dot{J}_\mu$ и падение напряжения в первичной обмотке, вызванное этим током. Далее введем понятие о ф и к т и в н о м н а п р я ж е н и и с е т и:

$$\dot{U}_f = \dot{U}_1 + (R_1 + j X_{1\sigma}) \dot{J}_\mu; \quad U_f \approx U_1 - X_{1\sigma} J_\mu. \quad (912)$$

Тогда в уравнениях напряжений остается только вторичный ток $\dot{J}'_2$, приведенный к первичной обмотке.

Этот метод применяется и для исследования асинхронных машин, чтобы упростить схему замещения и облегчить вычисления (см. § 4 гл. 2). Уравнение э. д. с. имеет вид:

$$\dot{U}_f - [(1 - \omega) R_1 + j(X_{1\sigma} - b R_1)] \dot{J}'_2 = \dot{E}_1; \quad (913a)$$

$$[(R'_2 + b X_{1\sigma}) + j(s X'_{2\sigma} + \omega X_{1\sigma})] \dot{J}'_2 = (s - \omega + j b) \dot{E}_1. \quad (913b)$$

Из этих уравнений получаем:

$$\dot{J}'_2 = \frac{\dot{U}_f (s - \omega + j b)}{r + j x}, \quad (914)$$

где

$$r = R'_2 + [(1 - \omega)(s - \omega) + b^2] R_1; \quad (915a)$$

$$x = (1 - s) b R_1 + s(X_{1\sigma} + X'_{2\sigma}). \quad (915b)$$

Используя уравнения (910a) и (914), получим выражение для тока первичной обмотки:

$$\dot{J}_1 = -(1 - \omega - j b) \dot{J}'_2 = \frac{\dot{U}_f}{R + j X}, \quad (916)$$

где

$$R = R_1 + \frac{[(1 - \omega)(s - \omega) + b^2] R_2 + s(1 - s) b (X_{1\sigma} + X'_{2\sigma})}{[(1 - \omega)(s - \omega) + b^2]^2 + b^2(1 - s)^2}; \quad (917a)$$

$$X = \frac{s(X_{1\sigma} + X'_{2\sigma}) [(1 - \omega)(s - \omega) + b^2] - b(1 - s) R'_2}{[(1 - \omega)(s - \omega) + b^2]^2 + b^2(1 - s)^2}. \quad (917b)$$

При выводе выражения для тока (916) токами намагничивания и потерь мы пренебрегли.

Напряжение компенсации b обычно достаточно мало, и им можно пренебречь; тогда активные и реактивные сопротивления

$$R \approx R_1 + \frac{R'_2}{(1-w)(s-w)}; \quad (918a)$$

$$X \approx (X_{1\sigma} + X'_{2\sigma}) \frac{s}{(1-w)(s-w)}. \quad (918b)$$

Выражения для сопротивления заторможенного ротора (активного и реактивного сопротивлений короткого замыкания) также не сложны. Для этого случая можно даже учесть напряжение компенсации b . При скольжении $s = 1$ получаем:

$$R_K = R_1 + \frac{R'_2}{(1-w)^2 + b^2}; \quad (919a)$$

$$X_K = \frac{X_{1\sigma} + X'_{2\sigma}}{(1-w)^2}. \quad (919b)$$

Следует отметить, что активное сопротивление обмотки управления, входящее в выражение для R'_2 , при увеличении угла β от 0 до 30° от этого угла не зависит; при увеличении же угла от 30 до 90° оно уменьшается по линейному закону, а при 90° равно нулю.

Для машины с питанием со стороны ротора реактивное сопротивление вторичной обмотки пропорционально скольжению [см. формулу (911б)]. В данном сопротивлении отсутствует составляющая, не зависящая от скольжения, как и в машине с питанием со стороны статора. Это объясняется тем, что ось вторичной обмотки не остается неподвижной в пространстве вместе со щетками, а вращается, как у асинхронных машин.

Уравнения, выведенные в настоящем подпараграфе, могут быть применены также для машины с питанием со стороны статора, ротор которой подключен к вспомогательной обмотке управления, размещенной на статоре (см. рис. 283). В этом случае фаза напряжения обмотки управления не изменяется, а коэффициент трансформации и, следовательно, величина напряжения — переменны. Здесь справедливы следующие зависимости: $w = \ddot{u} \cos \alpha$ и $b = \ddot{u} \sin \alpha$.

5. АВТОТРАНСФОРМАТОР

У автотрансформатора один конец обмотки низшего напряжения соединен с концом обмотки высшего (рис. 284). Обозначим коэффициент трансформации через $\ddot{u}$:

$$\ddot{u} = U_2/U_1; \quad (920)$$

тогда по $\ddot{u}$ -й части обмотки протекает разность токов

$$\dot{J}_1 - \dot{J}_2 = \dot{J}_1 (1 - 1/\ddot{u}).$$

В остальной части обмотки $(1 - \ddot{u})$ протекает ток $\dot{J}_1$.

Потери во всей обмотке составляют:

$$V_{ws} = J_1^2 R (1 - \ddot{u}) + J_1^2 (1 - 1/\ddot{u})^2 \ddot{u} R = J_1^2 R (1/\ddot{u} - 1), \quad (921)$$

где R — сопротивление всей обмотки. Таким образом, потери тем меньше, чем ближе коэффициент трансформации к единице.

Сравним еще потери в автотрансформаторе с потерями в обычном двухобмоточном трансформаторе. Примем, что плотности тока в соответствующих обмотках обоих трансформаторов равны; это соответствует примерно одинаковому перегреву обмоток. Тогда потери в обмотке пропорциональны ее объему или произведению тока, протекающего по обмотке, на число витков в ней. Для автотрансформатора получаем:

$$\begin{aligned} V_{ws} &= \text{const} [J_1 (1 - \ddot{u}) + J_1 (1 - 1/\ddot{u}) \ddot{u}] = \\ &= \text{const} \cdot 2 (1 - \ddot{u}) J_1; \end{aligned} \quad (921a)$$

для обычного трансформатора

$$V_g = \text{const} [J_1 + J_2 \ddot{u}] = \text{const} \cdot 2 J_1. \quad (921b)$$

Следовательно, потери и объем обмотки автотрансформатора составляют $(1 - \ddot{u})$ -ю часть потерь обычного двухобмоточного трансформатора.

Реактивное сопротивление рассеяния автотрансформатора достаточно просто рассчитывается для схемы соединения обмоток, представленной на рис. 284. Здесь точка соединения расположена так, что распределение тока в аксиальном направлении симметрично. Эту схему используют в практике из-за небольших механических усилий в обмотках трансформатора и малого рассеяния. Полный ток левой части обмотки равен $(1 - \ddot{u}) w J_1$, а правой: $(\ddot{u} - 1) w J_1$, где w — общее число витков обеих обмоток. Распределение поля поперек оси обмотки здесь такое же, как и у обычного двухобмоточного трансформатора (см. рис. 269), но индукция в $1 - \ddot{u}$ раз меньше.

При равных размерах катушек и одинаковых расстояниях между ними реактивное сопротивление рассеяния автотрансформатора в $1 - \ddot{u}$ раз меньше, чем обычного. Однако, из-за малого объема обмотки, ширина катушки автотрансформатора меньше. Вместе с тем, из-за меньшей разности потенциалов между

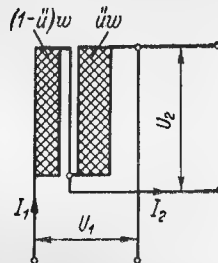


Рис. 284. Схема соединения автотрансформатора.

обмотками, расстояния между ними также могут быть приняты значительно меньше. В результате можно считать, что реактивное сопротивление рассеяния автотрансформатора меньше, чем $(1 - \ddot{u})$ -я часть сопротивления рассеяния обычного двухобмоточного трансформатора.

ГЛАВА ПЯТНАДЦАТАЯ

ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ

В электрических машинах любое изменение установившегося режима связано с возникновением переходных процессов. Учет их весьма важен при проектировании электрооборудования. Некоторые процессы, например короткое замыкание, связаны с возникновением весьма значительных токов и дополнительных вращающих моментов на валу. Это приводит к появлению больших механических усилий нагрузок на отдельные элементы конструкции (на вал, фундамент, элементы крепления обмоток).

Механические усилия, в особенности усилия, действующие на вал и фундамент, определяются не только электромагнитными силами, но и собственными колебаниями различных элементов конструкции, а также моментами инерции вращающихся масс [28, 213а].

В последнее время переходные процессы в электрических машинах приобретают исключительно большое значение. Возникла специальная отрасль электротехники — техника управления и регулирования, которая основана на физике этих процессов. В зависимости от типа машины характер переходных процессов и методы их изучения различны.

Здесь будут изложены только основные положения, необходимые для дальнейшего, более детального изучения переходных процессов в машинах различных типов.

1. МАШИНЫ ПОСТОЯННОГО ТОКА

а) Цепь возбуждения

Исследуем процесс изменения во времени тока возбуждения и тока якоря при включении машины постоянного тока в сеть и процесс изменения ее скорости вращения. Математически решение выражается в виде одной или нескольких показательных функций.

В простейшем случае, когда цепь возбуждения подключена к источнику с постоянным напряжением U_n , для тока возбуждения имеет место зависимость

$$i_E = i_{En} (1 - e^{-t/T_E}), \quad (922)$$

где $i_{En} = U_n/R_E$ — установившийся ток возбуждения; $T_E = L_E/R_E$ — постоянная времени цепи возбуждения. Расчет этой постоянной времени изложен в гл. 16.

Если же для регулирования напряжения возбуждения основной машины используется цепь возбуждения возбудителя, например

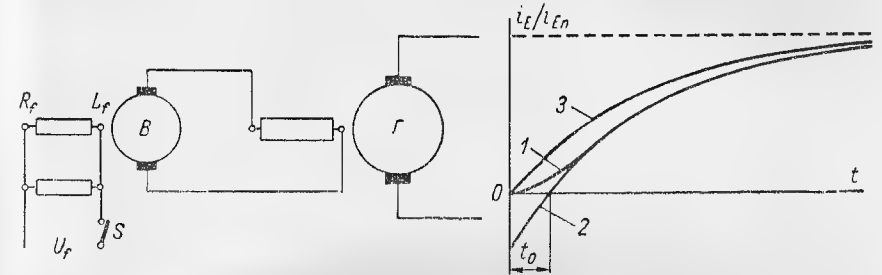


Рис. 285. Регулирование посредством тока возбуждения возбудителя.

Рис. 286. Кривые нарастания тока возбудителя по схеме на рис. 285.

в этой цепи используется выключатель S (рис. 285), то для обеих цепей возбуждения можно записать уравнения:

$$U_f = i_f R_f + L_f di_f/dt, \quad (923a)$$

$$U_E = k i_f = i_E R_E + L_E di_E/dt, \quad (923б)$$

где k — коэффициент пропорциональности между напряжением возбудителя и током i_f в его обмотке возбуждения. При решении этой системы получаем:

$$i_E = i_{En} \left[\frac{T_E}{T_E - T_f} (1 - e^{-t/T_E}) - \frac{T_f}{T_E - T_f} (1 - e^{-t/T_f}) \right], \quad (924)$$

где $T_f = L_f/R_f$ — постоянная времени первой цепи; T_E — второй.

Изменение тока возбуждения основной машины во времени $L i_E$ выражается, согласно этому уравнению, двумя показательными кривыми (рис. 286, кривая 1). Обычно $T_E \geq 4T_f$, поэтому одна из кривых затухает быстрее другой. Используя это, с достаточной точностью можно представить изменение тока возбуждения в конце переходного процесса только одной кривой (рис. 286, кривая 2):

$$i_E \approx i_{En} \left(1 - \frac{T_E}{T_E - T_f} e^{-t/T_E} \right). \quad (925)$$

Однако эта кривая проходит не через точку $i_E = 0$, а через точку $i_E = -T_f/(T_E - T_f)$.

На рис. 286 изображена также кривая 3, соответствующая тому же процессу, но рассчитанная при условии, что постоянная времени первой цепи равна нулю. Изменение тока во времени приближенно можно вычислить и иначе, по формуле (922); наличие первой цепи здесь учитывается временем «запаздывания» t_0 :

$$t_0 = T_E \ln \frac{T_E}{T_E - T_f}. \quad (926)$$

При $T_E = 4$ сек, $T_f = 1$ сек время запаздывания будет $t_0 = 4 \cdot \ln 4/3 = 0,5$ сек. В течение этого времени ток возбуждения остается равным нулю, а затем возрастает в соответствии с уравнением (922).

Для того чтобы ускорить процесс нарастания тока возбуждения, были предложены различные методы [206]. Наиболее просто это достигается за счет увеличения сопротивления в цепи возбуждения. Если включить последовательно с обмоткой дополнительное сопротивление R_V , то постоянная времени становится равной $T_E = \frac{L_E}{R_E + R_V}$, т. е. меньше в $\gamma = R_E / (R_V + R_E)$ раз. Напряжение возбуждения при этом возрастает в $(R_V + R_E) / R_E$ раз. Следовательно, при таком способе должен быть выбран возбудитель с увеличенными размерами.

Кроме того, в дополнительном сопротивлении, включенном последовательно с обмоткой в цепь возбуждения, возникают потери, что нежелательно. Это ограничивает величину сопротивления, которое выбирают для такого способа повышения скорости нарастания тока возбуждения. Все же этот способ исключительно прост и может быть успешно применен на практике во многих случаях.

Другой способ состоит в том, что повышенное напряжение возбудителя используется кратковременно. Практически напряжение возбуждения остается постоянным, но в цепи возбуждения в течение переходного периода одно из сопротивлений шунтируется; при достижении необходимого напряжения это сопротивление снова включается. Недостатком такого способа является возникновение потерь в этом сопротивлении в длительном (установившемся) режиме, необходимость иметь специальный контактор для замыкания сопротивления; кроме того, и при таком способе возбудитель должен быть выбран с увеличенными размерами. По сравнению с первым при этом способе ток возбуждения во времени нарастает быстрее, причем это нарастание более равномерно.

На рис. 287 кривая 1 соответствует процессу повышения напряжения, когда никаких мер по ускорению этого процесса не принято; кривая 2 — при наличии удвоенного сопротивления в цепи возбуждения ($R_V = R_E$, т. е. $\gamma = 2$); кривая 3 — при увеличении напряжения возбуждения вдвое ($\gamma = 2$).

Чем больше напряжение возбуждения в течение переходного периода, тем ток возбуждения нарастает быстрее и более равномерно.

С другой стороны, значительно увеличивать напряжение возбуждения нецелесообразно, так как дополнительный выигрыш невелик. Поэтому практически увеличение напряжения возбуждения по отношению к номинальному (кратность напряжения возбуждения) составляет обычно не более трех-четырех.

Обозначим кратность напряжения возбуждения через γ . Ток возбуждения нарастает по показательной кривой:

$$i_E = \gamma i_{En} (1 - e^{-t/T_E}). \quad (927)$$

Время, необходимое для достижения установившегося тока i_{En} :

$$t = T_E \ln \frac{\gamma}{\gamma - 1}. \quad (928)$$

Третий способ, используемый для ускорения процесса нарастания тока возбуждения, состоит в применении обратной связи по напряжению (рис. 288). В момент включения здесь используется полный поток возбуждения обмотки, питаемой от независимого источника. Величина этого потока в γ раз больше номинального потока возбуждения. Ток возбуждения начинает возрастать примерно по кривым 2 и 3 (рис. 287). Вместе с ростом тока i_E увеличивается воздействие обратной связи; в результате процесс нарастания тока возбуждения замедляется и приближается к кривой 1.

При безынерционной обратной связи постоянная времени обмотки возбуждения уменьшается в γ раз. Цепь ведет себя так же, как и в случае предвключенного сопротивления. Нарастание напряжения происходит согласно кривой 2 на рис. 287.

Процесс форсировки возбуждения имеет особое значение для возбудителей синхронных машин. Возбудительный агрегат проектируют так, чтобы он мог давать напряжение, значительно превосходящее номинальное напряжение. Это наибольшее напряжение получило название потолочного напряжения U_D . Процесс форсировки характеризуется также скоростью нарастания напряжения v , под которой понимают среднюю скорость нарастания напряжения за первую половину секунды при переходе от номинального

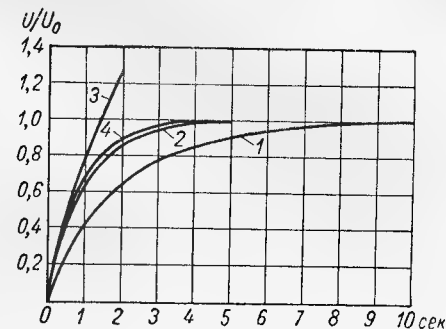


Рис. 287. Кривые нарастания тока возбуждения.

1 — без форсировки; 2 — в цепь возбуждения включено добавочное сопротивление; 3 — напряжение возбуждения увеличено; 4 — безынерционная обратная связь по напряжению.

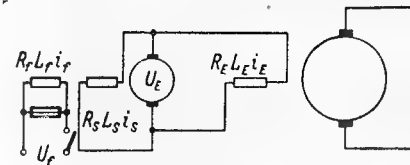


Рис. 288. Форсировка посредством обратной связи по напряжению.

значительно превосходящее номинальное напряжение. Это наибольшее напряжение получило название потолочного напряжения U_D . Процесс форсировки характеризуется также скоростью нарастания напряжения v , под которой понимают среднюю скорость нарастания напряжения за первую половину секунды при переходе от номинального

к потолочному значению напряжения. При постоянной времени цепи возбуждения T_E нарастание напряжения возбудительной установки будет происходить согласно уравнению

$$u = \frac{U_D - U_N}{U_N} (1 - e^{-t/T_E}) \quad (929)$$

и средняя скорость нарастания напряжения будет:

$$v = \frac{2}{t^2} \int_0^t u dt = \frac{2(U_D - U_N)}{t^2 U_N} [t + T_E (1 - e^{-t/T_E})]. \quad (930)$$

При $t = 0,5$ (согласно VDE/IEC) и $T_E > 1$ сек получается приближенное выражение

$$v \approx \frac{U_D - U_N}{U_N T_E}. \quad (931)$$

Скорость нарастания напряжения возбуждения зависит как от величины потолочного напряжения, так и от величины постоянной времени обмотки возбуждения, т. е. от постоянной холостого хода возбудителя.

При постоянном значении потолочного напряжения скорость нарастания его обратно пропорциональна постоянной времени холостого хода. Наименьшие значения, допускаемые VDE/IEC, составляют $U_D/U_N \geq 1,4$ и $v \geq 0,5$ сек⁻¹.

Выражение для скорости нарастания напряжения усложняется, если в цепи возбуждения требуется учесть две постоянные времени согласно уравнению (924). При $T_E = T'_{d0} > 1$ сек и $T_f = T''_{d0} < 0,5$ сек получается приближенное выражение для скорости:

$$v = \frac{U_D - U_N}{U_N} \cdot \frac{1 - 2T_f}{T_E - T_f}; \quad (932)$$

если, например, $T_E = 1,2$ сек, $T_f = 0,12$ сек и $U_D = 2U_N$, то $v \approx (1 - 0,24)/(1,2 - 0,12) = 0,7$ сек⁻¹, в то время как при $T_f = 0$ скорость была бы $v = 1/1,2 = 0,83$ сек⁻¹.

б) Пуск двигателя

Расчет пуска двигателя постоянного тока имеет большое практическое значение. По существу здесь происходят два переходных процесса: механический и электромагнитный, которые взаимно обуславливают друг друга. Такие процессы математически можно описать двумя дифференциальными уравнениями первого порядка; в каждое из уравнений входят две переменные: механическая (скорость вращения) и электрическая (ток). Эти уравнения можно преобразовать так, чтобы в каждое из них входила только одна пе-

ременная; тогда порядок каждого из дифференциальных уравнений этой системы повышается до второго. Решение имеет вид:

$$y = y_0 + C_1 e^{\omega_1 t} + C_2 e^{\omega_2 t}. \quad (933)$$

где показатели ω_1 и ω_2 определяются из исходного уравнения, а постоянные интегрирования C_1 и C_2 — из начальных условий.

При решении некоторых задач порядок уравнений может быть и выше второго. Однако решение таких уравнений представляет известные трудности, поэтому в практике за счет различных упрощений стремятся понизить порядок уравнения до второго.

В качестве первого примера рассмотрим прямое включение двигателя на сеть бесконечной мощности. Напряжение сети равно номинальному напряжению двигателя U_n , нагрузка на валу двигателя отсутствует.

Исходные дифференциальные уравнения

$$U_n = L_A \frac{dJ_A}{dt} + R_A J_A + E; \quad (934a)$$

$$\frac{E J_A}{g \omega} = J \frac{d\omega}{dt}; \quad (934b)$$

здесь L_A и R_A — индуктивность и активное сопротивление цепи якоря; $E = U_n n/n_0$ — э. д. с. обмотки якоря; J — момент инерции; $\omega = 2\pi n/60$ — угловая скорость двигателя.

Обозначим через $\kappa = U_n/R_A J_{An}$ отношение тока короткого замыкания $J_{AK} = U_n/R_A$ к току якоря J_{An} , через $T_A = L_A/R_A$ — постоянную времени цепи якоря, через $T_j = \omega J/M_N$ — электро-механическую постоянную времени. Тогда исходные уравнения (934a и б) можно привести к виду:

$$\frac{d^2 n}{dt^2} + \frac{dn}{T_A dt} + \frac{(n - n_0) \kappa}{T_j T_A} = 0; \quad (935a)$$

$$\frac{d^2 J_A}{dt^2} + \frac{dJ_A}{T_A dt} + \frac{\kappa J_A}{T_j T_A} = 0. \quad (935b)$$

В соответствии с уравнением (933) решения для скорости вращения и тока можно записать так:

$$n = n_0 + C_1 e^{\omega_1 t} + C_2 e^{\omega_2 t}; \quad (936a)$$

$$J_A = C'_1 e^{\omega_1 t} + C'_2 e^{\omega_2 t}. \quad (936b)$$

Из исходного уравнения

$$\omega^2 + \frac{\omega}{T_A} + \frac{\kappa}{T_j T_A} = 0 \quad (937)$$

получаем выражения для показателей степени:

$$\omega_{1,2} = -\frac{1}{2T_A} (1 \pm \sqrt{1 - 4\kappa T_A/T_j}). \quad (938)$$

Постоянные интегрирования в уравнениях (936а и б) вычисляются из начальных условий. В момент включения, при $t = 0$, ток $J_A = 0$ и скорость вращения $n = 0$. Далее ускорение $dn/dt = 0$ и, согласно уравнению (934а), $dJ_A/dt = U_n/L_A$. С учетом этого получаем:

$$\left. \begin{aligned} C_1 + C_2 &= -n_0; & \omega_1 C_1 + \omega_2 C_2 &= 0; \\ C'_1 + C'_2 &= 0; & \omega_1 C'_1 + \omega_2 C'_2 &= U_n/L_A; \end{aligned} \right\} \quad (939a-г)$$

отсюда вычисляем постоянные интегрирования:

$$\left. \begin{aligned} C_1 &= \frac{n_0 \omega_2}{\omega_1 - \omega_2}; & C'_1 &= \frac{U_n}{L_A (\omega_1 - \omega_2)} = -C'_2; \\ C_2 &= \frac{n_0 \omega_1}{\omega_1 - \omega_2}. \end{aligned} \right\} \quad (940a-в)$$

Выражения для скорости вращения и тока имеют вид:

$$n = n_0 + \frac{n_0}{2\sqrt{1-4\kappa T_A/T_j}} \left[(1 - \sqrt{1-4\kappa T_A/T_j}) e^{\omega_1 t} - (1 + \sqrt{1-4\kappa T_A/T_j}) e^{\omega_2 t} \right]; \quad (941a)$$

$$J_A = \frac{\kappa J_{An}}{\sqrt{1-4\kappa T_A/T_j}} (e^{\omega_1 t} - e^{\omega_2 t}). \quad (941б)$$

Так как в уравнении (941а) в квадратных скобках член с положительным знаком больше члена с отрицательным, то скорость вращения стремится к установившемуся значению. Однако в уравнении (941б) члены, стоящие в скобках, равны; соответственно в ходе переходного процесса ток достигает определенного максимума. При пуске ток сначала резко возрастает, достигает максимальной величины, а потом снижается до номинального, который при холостом ходе равен нулю.

Величины показателей степеней ω_1 и ω_2 в уравнениях (941а и б) не равны между собой. Обычно одна из них значительно больше другой. Переходный процесс распадается на два участка: на одном, так называемом **сверхпереходном** участке, изменение величин происходит быстро, на другом участке (**переходном**) изменение величин происходит относительно медленно. Подобное разделение наблюдается обычно во всех переходных процессах. Особенно нагляден случай медленного разгона, когда $T_A \ll T_j/\kappa$ и процесс протекает аperiодически. При этом получаем $\omega_1 = \kappa/T_j$ и $\omega_2 = 1/T_A$, т. е. оба показателя степени (или постоянные времени) независимы друг от друга. Первый показатель соответствует механической постоянной второй — электромагнитной. Составляющая тока и скорость вращения, соответствующие первой постоянной времени, характеризуют обычный разгон двигателя без учета сверхпереходного процесса. Составляющая тока и ско-

рость вращения, соответствующие второй постоянной времени, характеризуют сверхпереходной электромагнитный процесс.

Аналогично изменяются скорость и ток двигателя при пуске от специального генератора по схеме Леонарда. Однако здесь напряжение на якоре двигателя в момент включения не равно номинальному; оно медленно нарастает до номинального в соответствии с постоянной времени цепи возбуждения. Это напряжение изменяется по закону

$$U = U_n (1 - e^{-t/T_E}). \quad (942)$$

Полученное выражение следует подставить в уравнение (934а) вместо напряжения U_n , которое в предыдущем случае (при пуске от сети) мы предполагали неизменным во времени. В результате получаем систему с тремя постоянными времени: T_j — электромагнитической постоянной времени, T_E — цепи возбуждения, T_A — якоря. Решение такой системы сложно. Поэтому обычно пренебрегают постоянной времени цепи якоря T_A , величина которой относительно мала, и получают систему только с двумя постоянными: T_E и T_j . Для цепи якоря получаем следующее уравнение, соответствующее уравнению (934а) предыдущей задачи:

$$U_n (1 - e^{-t/T_E}) = R_A J_A + E. \quad (943)$$

С учетом уравнения (934а) получаем для скорости вращения следующее дифференциальное уравнение:

$$\frac{dn}{dt} + \frac{\kappa n}{T_j} = \frac{\kappa n_0}{T_j} (1 - e^{-t/T_E}). \quad (944)$$

Решение этого уравнения

$$n = \frac{n_0}{\kappa T_E - T_j} [\kappa T_E (1 - e^{-t/T_E}) - T_j (1 - e^{-\kappa t/T_j})]. \quad (945)$$

Аналогично для тока получаем:

$$J_A = \frac{\kappa T_j J_{An}}{\kappa T_E - T_j} (e^{-t/T_E} - e^{-\kappa t/T_j}). \quad (946)$$

Характер изменения скорости вращения и тока во времени при пуске двигателя по схеме Леонарда аналогичен изменению этих величин в случае прямого включения двигателя на сеть бесконечной мощности [уравнения (941а и б)]. Максимум тока здесь наступает в момент

$$t = \frac{T_E T_j}{\kappa T_E - T_j} \ln \frac{\kappa T_E}{T_j} \approx \frac{T_j}{\kappa T_E} \ln \frac{\kappa T_E}{T_j}; \quad (947a)$$

он равен

$$J_{A, \max} = \kappa J_{An} \left(\frac{T_j}{\kappa T_E} \right)^{\frac{\kappa T_E}{\kappa T_E - T_j}} \approx J_{An} \frac{T_j}{T_E}. \quad (947б)$$

Часто в схеме Леонарда дополнительно используются специальные методы, предусматривающие ускорение процесса нарастания тока возбуждения. Переходный режим в этом случае может быть рассчитан аналогично [206].

в) Энергия пуска

При пуске двигателя в обмотке якоря возникают определенные электрические потери. Аналогичные потери имеют место при торможении двигателя или изменении его скорости вращения (реверсе). Мы рассмотрим лишь простейший случай — пуск двигателя без нагрузки на валу, чтобы получить общее представление о методах расчета энергии при таких процессах. Потери при торможении и реверсе можно вычислить аналогичным путем [206].

Рассмотрим сначала прямой пуск двигателя от сети бесконечной мощности. Изменение тока во времени описывается уравнением (941б). Энергия, выделяющаяся в обмотке якоря при пуске,

$$V_a = R_A \int_0^{\infty} J_A^2 dt = \frac{1}{2} R_A \kappa T_j J_{An}^2. \quad (948)$$

Можно, однако, доказать, что

$$R_A \kappa T_j J_{An}^2 = \omega_0^2 J, \quad (949)$$

т. е. энергия, выделяющаяся в обмотке якоря при пуске, равна удвоенной кинетической энергии вращающихся масс двигателя и соединенного с ним рабочего механизма. Энергия при пуске равна

$$V_a = \frac{1}{2} \omega_0^2 \theta, \quad (950)$$

т. е. кинетической энергии вращающихся масс.

При пуске по схеме Леонарда изменение тока во времени описывается уравнением (946). Энергия при пуске

$$\begin{aligned} V_a &= R_A \int_0^{\infty} J_A^2 dt = \frac{1}{2} R_A J_{An}^2 \frac{\kappa T_j^2}{\kappa T_E + T_j} = \frac{\omega_0^2 \theta}{2} \cdot \frac{T_j}{\kappa T_E + T_j} \approx \\ &\approx \frac{\omega_0^2 \theta}{2} \cdot \frac{T_j}{\kappa T_E}. \end{aligned} \quad (951)$$

Отношение $T_j / \kappa T_E$ мало; оно составляет величину порядка 0,02—0,05. Поэтому энергия при пуске по схеме Леонарда значительно меньше, чем при прямом пуске от сети.

2. МНОГОФАЗНЫЕ МАШИНЫ

Переходные процессы в многофазных машинах могут быть рассмотрены с помощью либо теории вращающегося поля, либо теории двух реакций. Первая может быть применена

только для так называемых «симметричных» машин, т. е. машин с равномерным зазором и равномерно распределенной обмоткой. При определенных обстоятельствах эту теорию можно использовать и для «несимметричных» машин, но это может быть сделано не всегда.

«Несимметричные» машины, из которых наиболее важны для практики синхронные, могут быть строго изучены лишь с помощью теории двух реакций. Вместе с тем, следует отметить, что результаты точного расчета переходных процессов по теории двух реакций мало отличаются от приближенных результатов, полученных из теории вращающегося поля. Однако теория вращающегося поля значительно проще и нагляднее, чем теория двух реакций. Поэтому в Европе она широко используется; в США отдается предпочтение теории двух реакций.

Математические трудности, возникающие при изучении переходных процессов, в последнее время привели к появлению новых методов исследования. Например, для этих целей используются электродинамические модели [311, 312, 313] и моделирование с помощью машин-аналогов [217а, 218а, 222а, 223а]. В первом случае изготавливается небольшая специальная (модельная) электрическая машина и на ней непосредственно изучаются различные переходные режимы. Модельная машина должна быть спроектирована особым путем, чтобы переходные процессы в этой машине и в оригинале протекали аналогично [см. § 1, 6 гл. 19]. Во втором случае используется схема замещения из активных и реактивных сопротивлений. О характере изменения различных электрических и механических процессов здесь судят по изменению электрических величин в схеме (току, напряжению), используя законы подобия. Для получения численных результатов в сложных схемах применяются аналоговые вычислительные машины.

а) Основы теории вращающегося поля

Эта теория подробно изложена в фундаментальной работе Рюденберга (Rüdenberg) [57]; она будет положена в основу нашего дальнейшего исследования. Так как машина симметрична, то токи статора или ротора не требуется относить к какой-либо определенной фазе статора или ротора. В этом случае достаточно рассматривать только линейные нагрузки статора или ротора. Свободные токи статора и ротора в переходном режиме задаются в виде временных векторов

$$i_1 = \dot{J}_1 e^{j\dot{\mu}_1 t} \quad \text{и} \quad i_2 = \dot{J}_2 e^{j\dot{\mu}_2 t}. \quad (952a \text{ и } б)$$

Комплексная круговая частота

$$\dot{\mu} = j\rho + \nu; \quad (953)$$

здесь ν — круговая частота вращающегося поля; ρ — коэффициент, соответствующий демпфированию.

Свободные токи статора и ротора [уравнения (952а и б)] образуют на периферии якоря две системы синусоидально распределенных линейных нагрузок, которые вращаются с постоянной скоростью и затухают по логарифмическому закону. Каждая из систем не возникает отдельно от другой, они всегда возникают вместе. Между круговой частотой системы статора $\dot{\mu}_1$, ротора $\dot{\mu}_2$ и частотой ω , соответствующей механической скорости вращения ротора имеет место следующее соотношение:

$$\dot{\mu}_2 + \omega = \dot{\mu}_1 \quad \text{или} \quad v_2 + \omega = v_1. \quad (954а и б)$$

Используя выражения для токов (952), получаем уравнения э. д. с.

$$j\dot{\mu}_1 L_1 \dot{j}_1 + j\dot{\mu}_1 L_{1h} \dot{j}_2' + R_1 \dot{j}_1 = 0; \quad (955а)$$

$$j\dot{\mu}_2 L_2 \dot{j}_2' + j\dot{\mu}_2 L_{1h} \dot{j}_1 + R_2 \dot{j}_2' = 0. \quad (955б)$$

Обозначим:

$$\rho_1 = \frac{R_1}{\sigma L_1} \quad \text{и} \quad \rho_2 = \frac{R_2}{\sigma L_2}; \quad (956а и б)$$

тогда из уравнений (955а, б) получаем основное уравнение

$$\dot{\mu}^2 - \dot{\mu}_1 [\omega + j(\rho_1 + \rho_2)] - \sigma \rho_1 \rho_2 + j\omega \rho_1 = 0. \quad (957)$$

Его решение дает следующее выражение для круговой частоты свободных токов системы обмотки статора:

$$\dot{\mu}_1 = \frac{\omega}{2} + j \frac{\rho_1 + \rho_2}{2} \mp \sqrt{\left(\frac{\omega}{2} + j \frac{\rho_1 + \rho_2}{2}\right)^2 + \sigma \rho_1 \rho_2 - j\omega \rho_1}. \quad (958)$$

Если постоянные времени обеих обмоток равны, т. е. $\rho_1 = \rho_2 = \rho$, что с достаточной точностью можно принять для асинхронных машин, то круговая частота для статора

$$\dot{\mu}_1 = j\rho + \omega \left[\frac{1}{2} \mp \sqrt{\frac{1}{4} - \left(\frac{\rho}{\omega}\right)^2 (1 - \sigma)} \right]; \quad (959а)$$

для ротора

$$\dot{\mu}_2 = j\rho + \omega \left[-\frac{1}{2} \mp \sqrt{\frac{1}{4} - \left(\frac{\rho}{\omega}\right)^2 (1 - \sigma)} \right]. \quad (959б)$$

Учтем оба знака перед корнем; тогда получаем две различные величины круговой частоты и для системы статора, и для системы ротора:

$$\dot{\mu}_1' = j\rho + v_1'; \quad \dot{\mu}_1'' = j\rho + v_1''; \quad (960а и б)$$

$$\dot{\mu}_2' = j\rho + v_2'; \quad \dot{\mu}_2'' = j\rho + v_2''. \quad (961а и б)$$

Все системы токов имеют один и тот же коэффициент демпфирования и отличаются только скоростями.

Круговые частоты, обозначенные одним штрихом, соответствуют тем двум системам токов, которые вращаются относительно статора в положительном направлении с круговой частотой

$$v_1' = \omega \left[\frac{1}{2} - \sqrt{\frac{1}{4} - \left(\frac{\rho}{\omega}\right)^2 (1 - \sigma)} \right],$$

а относительно ротора — в отрицательном направлении с круговой частотой $v_2' = v_1' - \omega$.

Частоты, обозначенные двумя штрихами, соответствуют двум системам токов, которые вращаются относительно статора в положительном направлении с круговой частотой

$$v_1'' = \omega \left[\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} - \left(\frac{\rho}{\omega}\right)^2 (1 - \sigma)} \right],$$

а относительно ротора — в отрицательном направлении с круговой частотой $v_2'' = v_1'' - \omega = -v_1'$.

Таким образом, в целом имеются только две системы, которые в пространстве вращаются с различной скоростью. Однако каждая система образована из двух — статора и ротора, вращающихся с одинаковой скоростью. Для заторможенной машины $\omega = 0$. В этом случае из уравнений (959)–(961) получаем:

$$v_1' = v_2' = -j\rho \sqrt{1 - \sigma}; \quad v_1'' = v_2'' = j\rho \sqrt{1 - \sigma}; \quad (962а и б)$$

$$\dot{\mu}_1' = \dot{\mu}_2' = j\rho (1 - \sqrt{1 - \sigma}) = j\rho'; \quad (963а)$$

$$\dot{\mu}_1'' = \dot{\mu}_2'' = j\rho (1 + \sqrt{1 - \sigma}) = j\rho''. \quad (963б)$$

Мнимые значения круговой частоты обозначают, что скорость соответствующей системы равна нулю, т. е. система образована постоянным током и магнитное поле, образованное ею, в пространстве неподвижно. Однако системы затухают с различными коэффициентами демпфирования; один из коэффициентов по величине мал [уравнение (963а)], другой значительно больше [уравнение (963б)]. Воспользуемся выражениями для ρ и σ ; тогда коэффициенты демпфирования

$$\rho' = \frac{R}{L + L_h} \quad \text{и} \quad \rho'' = \frac{R}{L - L_h}. \quad (964а и б)$$

Свободный ток статора

$$i_1 = K_1 e^{-\rho' t} + K_2 e^{-\rho'' t}; \quad (965а)$$

соответственно свободный ток ротора

$$i_2 = K_3 e^{-\rho' t} + K_4 e^{-\rho'' t}. \quad (965б)$$

Постоянные интегрирования в этих уравнениях определяются из начальных условий.

Рассмотрим случай, когда машина вращается с номинальной скоростью ($\omega = \omega_1$). Пренебрежем сначала для простоты активными сопротивлениями ($\rho_1 = \rho_2 = 0$):

$$\begin{aligned} v'_1 &= \omega_1 (\rho/\omega_1)^2 (1 - \sigma) \approx 0; \\ v''_1 &= \omega_1 [1 - (\rho/\omega_1)^2 (1 - \sigma)] \approx \omega_1; \end{aligned} \quad (966a \text{ и } б)$$

$$\begin{aligned} v'_2 &= \omega_1 [(\rho/\omega_1)^2 (1 - \sigma) - 1] \approx -\omega_1; \\ v''_2 &= -\omega_1 (\rho/\omega_1)^2 (1 - \sigma) \approx 0. \end{aligned} \quad (966в \text{ и } г)$$

Если начало координат расположить на статоре, то

$$v'_2 \approx 0 \text{ и } v''_2 \approx \omega_1. \quad (966д \text{ и } е)$$

Коэффициент демпфирования ρ составляет обычно величину порядка 30—75 сек⁻¹. Соответственно величина $(\rho/\omega_1)^2$ — порядка 0,01—0,06. Эти приближенные значения можно использовать в уравнениях (966а—е). Согласно этим уравнениям, в машине образуются две результирующие системы токов. Одна из них вращается в пространстве с синхронной скоростью и, следовательно, относительно ротора неподвижна. Вторая система, наоборот, в пространстве неподвижна и вращается относительно ротора с синхронной скоростью в направлении, противоположном направлению его вращения.

Учтем активные сопротивления обмоток ротора и статора ($\rho_1 \neq 0$; $\rho_2 \neq 0$). В этом случае приходим к выводу, что система, которую при $\rho_1 \approx \rho_2 \approx 0$ мы считали неподвижной относительно статора или ротора, в действительности также вращается с определенной скоростью. Вместе с тем, скорость второй, ей соответствующей системы уменьшается на ту же самую величину. В предельном случае, при увеличении сопротивления скорости обеих систем становятся одинаковыми и равными половине синхронной. При дальнейшем увеличении сопротивлений обмоток возрастает только степень демпфирования.

Если коэффициенты демпфирования обеих обмоток не равны ($\rho_1 \neq \rho_2$), то, по Рюденбергу, приближенно можно вычислить круговую частоту из уравнений (963а, б) или (958), если ρ_1 и ρ_2 малы; тогда в эти уравнения надо подставить $\rho = \sqrt{\rho_1 \rho_2}$. Процесс демпфирования обеих систем характеризуется, как правило, различными по величине коэффициентами ρ_1 и ρ_2 .

С учетом двух частот получаем следующие выражения для свободных токов статора и ротора:

$$i_1 = K_1 e^{-\rho_1 t} e^{jv'_1 t} + K_2 e^{-\rho_2 t} e^{jv''_1 t} \approx K_1 e^{-\rho_1 t} + K_2 e^{-\rho_2 t} e^{j\omega_1 t}; \quad (967a)$$

$$i_2 = K_3 e^{-\rho_1 t} e^{jv'_2 t} + K_4 e^{-\rho_2 t} e^{jv''_2 t} \approx K_3 e^{-\rho_1 t} e^{-j\omega_1 t} + K_4 e^{-\rho_2 t}. \quad (967б)$$

Уравнение (967б) соответствует системе токов, если начало координат расположено на роторе. Если оно расположено на статоре, то уравнение принимает вид:

$$i_2 = K_3 e^{-\rho_1 t} e^{jv'_1 t} + K_4 e^{-\rho_2 t} e^{jv''_1 t} \approx K_3 e^{-\rho_1 t} + K_4 e^{-\rho_2 t} e^{j\omega_1 t}. \quad (967в)$$

Однако постоянные K_1 и K_3 , а также K_2 и K_4 зависят друг от друга:

$$\frac{K_1}{K_3} = \frac{R_2 - j\omega_1 L_2}{j\omega_1 L_h} \approx -\frac{L_2}{L_h} e^{j\psi_2}; \quad (968a)$$

$$\frac{K_2}{K_4} = \frac{-j\omega_1 L_h}{R_1 + j\omega_1 L_1} \approx -\frac{L_h}{L_1} e^{j\psi_1}. \quad (968б)$$

Углы

$$\psi_2 = \arctg \frac{R_2}{\omega_1 L_2} \text{ и } \psi_1 = \arctg \frac{R_1}{\omega_1 L_1} \quad (969a \text{ и } б)$$

у машин, где поверхностным эффектом можно пренебречь, практически равны постоянным демпфирования $\rho_2/\sigma\omega_1$ и $\rho_1/\sigma\omega_1$.

Уравнение свободного тока статора (967а) записано для случая, когда скорость вращения ротора равна синхронной ($\omega = \omega_1$). Для свободного тока ротора при размещении начала координат на роторе получаем:

$$i_2 = -\frac{L_h}{L_2} K_1 e^{-\rho_1 t} e^{jv'_2 t} e^{-j\psi_2} - \frac{L_1}{L_h} K_2 e^{-\rho_2 t} e^{jv''_2 t} e^{-j\psi_1}. \quad (970a)$$

Если расположить начало координат на статоре, то $v' = 0$ и $v''_1 = \omega_1$; тогда

$$i_2 \approx -\frac{L_h}{L_2} K_1 e^{-\rho_1 t} e^{-j\psi_2} - \frac{L_1}{L_h} K_2 e^{-\rho_2 t} e^{-j\psi_1} e^{j\omega_1 t}. \quad (970б)$$

Если необходимо вычислить только кривую изменения тока во времени, то при расчетах можно принять, что $\psi_1 = \psi_2 = 0$. Однако при определении вращающегося момента это упрощение недопустимо; здесь надо учитывать оба угла.

Вращающий момент, имеющий место в переходном режиме, лучше всего вычислять, исходя из системы тока статора J_1 , ротора J'_2 и угла ψ между ними:

$$M = mpL_{1h} J_1 J'_2 \sin \psi. \quad (971)$$

Если привести оба тока к статору, то к статору же надо привести и взаимную индуктивность; это приведение указывается дополнительным значком. Начальный пусковой момент асинхронного двигателя в соответствии с формулой (971) равен

$$M_a = mpL_{1h} \frac{J_{a1}^2}{1 + \sigma_2} \sin \psi. \quad (971a)$$

Если обе системы токов вращаются относительно друг друга, то угол $\psi = \omega t$, где ω — круговая частота, соответствующая относительной скорости между системами. В этом случае вращающий момент является переменным.

Вращающие моменты могут быть образованы как неподвижными в пространстве, так и вращающимися системами. Если пренебречь активными сопротивлениями, то системы токов статора и ротора, вращающиеся с одинаковой скоростью, или же неподвижные, находятся точно в противофазе; при взаимодействии между собой они не образуют вращающий момент. В этом случае имеют место переменные (пульсирующие) вращающие моменты. Они возникают при взаимодействии вращающихся и неподвижных систем статора и ротора; следовательно, таких моментов всего два. Если же учитывать активные сопротивления, то системы токов статора и ротора, вращающиеся с одинаковой скоростью или неподвижные, всегда образуют два вращающих момента. По величине эти моменты не изменяются во времени, они постоянны. Так как рассмотренные выше переменные (пульсирующие) моменты в этом случае также имеют место, то общее число моментов равно четырем. Все они накладываются друг на друга.

б) Переходные процессы в асинхронных машинах

В асинхронных машинах постоянные демпфирования [уравнения (956а, б)] практически равны; следовательно,

$$\rho_1 = \rho_2 = \rho. \quad (972)$$

Чаще используются их обратные величины — постоянные времени

$$T_{1\sigma} = 1/\rho_1; \quad T_{2\sigma} = 1/\rho_2; \quad T_{\sigma} = 1/\rho.$$

Расчет этих постоянных изложен в гл. 16. Переходные процессы в асинхронных машинах подробно рассмотрены в литературе [212, 219]. Мы изложим только основы их расчета.

Наибольший практический интерес представляет расчет переходного процесса при включении двигателя из неподвижного состояния (короткое замыкание), а также при повторном включении двигателя, вращающегося практически с синхронной скоростью.

Если при включении ротор двигателя неподвижен, то коэффициенты демпфирования согласно уравнениям (964) и (956) равны:

$$1/\rho' = T_{012} = \infty \text{ и } 1/\rho'' \approx T_{2\sigma} = 2T_{\sigma 2}. \quad (973а \text{ и } б)$$

Постоянные интегрирования K_1 и K_2 вычисляются из граничных условий: при $t = 0$ [см. уравнения (965а, б)]

$$i_1 = -\sqrt{2}j_{a1} = K_1 + K_2; \quad (974а)$$

$$i_2 = -\sqrt{2}j_{a2} = K_1 - K_2, \quad (974б)$$

где j_{a1} , j_{a2} — соответственно токи в обмотке статора и ротора в начальный момент (ток короткого замыкания).

Свободные токи в обмотках статора и ротора:

$$i_1 = \sqrt{2} \left[-j_{a1} e^{-t/T_{2\sigma}} + \frac{1}{2} j'_{\mu} \left(e^{-t/T_{2\sigma}} - e^{-t/T_{012}} \right) \right]; \quad (975а)$$

$$i_2 = \sqrt{2} \left[j_{a1} e^{-t/T_{2\sigma}} - \frac{1}{2} j'_{\mu} \left(e^{-t/T_{2\sigma}} - e^{-t/T_{012}} \right) \right]. \quad (975б)$$

Намагничивающий ток при коротком замыкании j'_{μ} составляет примерно половину нормального намагничивающего тока; он очень мал по сравнению с токами короткого замыкания j_{a1} или j_{a2} . Поэтому им можно пренебречь и принять $j_{a1} \approx j_{a2} \approx j_a$; тогда свободные токи

$$i_1 \approx -i_2 \approx \sqrt{2} j_a e^{-t/T_{2\sigma}}. \quad (976)$$

Коэффициент $T_{2\sigma} = 1/\rho''$ вычисляется по формуле (964б). В заторможенном двигателе оба свободных тока в пространстве неподвижны.

Временная диаграмма токов представлена на рис. 289, а.

Полный ток в обмотке статора складывается из затухающего постоянного тока [уравнение (976)] и установившегося тока j_a , частота которого равна частоте сети (рис. 289, б). Максимум полного тока наступает через половину периода ($t = 0,01$ сек), если направление обоих токов одинаково. Максимум тока при включении равен

$$i_{a, \max} = \sqrt{2} \left(1 + e^{-0,01 T_{2\sigma}} \right) j_a, \quad (977)$$

где j_a — действующее значение пускового тока.

В среднем $T_{2\sigma} = 0,03 \div 0,06$ сек; соответственно

$$i_{a, \max} \approx (1,7 \div 2,5) j_a,$$

где меньшие значения относятся к двигателям малой мощности. При $j_a = 5 j_n$, $T_{2\sigma} = 0,02$ сек получаем $i_{a, \max} = 11,2 j_n$. Если включить последовательно с обмоткой дополнительное сопротивление, то ток в начальный момент уменьшается, а коэффициент демпфирования возрастает. Максимум тока при включении двигателя становится значительно меньше.

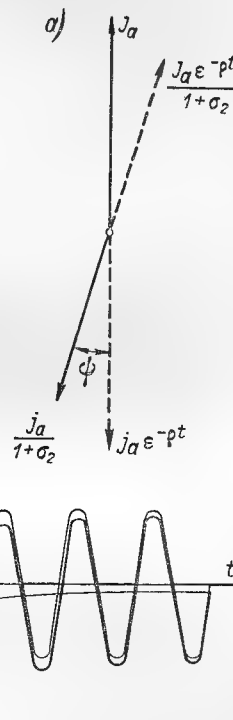


Рис. 289. Векторная диаграмма токов (а); кривая тока статора при включении в сеть заторможенной асинхронной машины (б).

Вращающий момент, развиваемый двигателем, вычисляется из формулы (971):

$$M = kJ_1J_2 \sin \psi, \quad (9776)$$

где $k = pmL_{1h}$.

Для определения направления момента воспользуемся следующим правилом. Вектор системы токов ротора стремится принять то же направление, что и системы токов статора. Если возникший при этом момент имеет то же направление, что и вращающее магнитное поле ($\omega_1 t$), то этот вращающий момент положителен.

В целом имеют место четыре вращающих момента:

1) момент, возникший в результате взаимодействия между установившимися токами, который является ни чем иным, как

статическим начальным моментом M_a ;

2) момент от взаимодействия переходных токов как в обмотке статора, так и ротора; направления этих двух моментов совпадают, так как направление обоих токов изменяется одновременно;

3) момент от взаимодействия установившегося тока статора с переходным током обмотки ротора; в начале процесса включения (при $t = 0$)

он равен моменту M_a , а по направлению ему противоположен;

4) момент от взаимодействия переходного тока обмотки статора с установившимся током обмотки ротора; этот момент, как и третий, в начале включения (при $t = 0$) равен начальному моменту M_a , а по направлению ему противоположен.

Результирующий вращающий момент

$$M = M_a(1 + e^{-2t/T_{2\sigma}} - 2e^{-t/T_{2\sigma}} \cos \omega_1 t). \quad (978)$$

На рис. 290 представлен процесс изменения вращающего момента асинхронного короткозамкнутого двигателя при прямом включении его в сеть. Двигатель — малой мощности со сравнительно большим коэффициентом демпфирования ($T_{2\sigma} = 0,013 \text{ сек}$). Из рис. 290 следует, что максимум вращающего момента значительно больше начального статического момента. Этот максимум имеет место примерно через половину периода ($t \approx T/2$), а минимум — через период ($t = T$). Выражения для максимального и минимального моментов следующие:

$$M_{\max} \approx M_a(1 + e^{-t/T_{2\sigma}^2})^2 < 4M_a; \quad (979a)$$

$$M_{\min} \approx M_a(1 - e^{-t/T_{2\sigma}^2})^2 > 0. \quad (9796)$$

Таким образом, максимум момента заторможенного двигателя всегда меньше четырехкратной величины начального статического момента. Это положение справедливо лишь при условии, если пренебречь током намагничивания. Если учесть этот ток, то величина максимального момента возрастает, а минимальный может стать даже отрицательным.

Согласно более точным теоретическим исследованиям, при учете тока намагничивания [219, 220] моменты могут превосходить четырехкратное значение, а также принимать отрицательные значения. В большинстве произведенных опытов эти значения, однако, не были достигнуты [222, 223, 224]. Из этого можно заключить, что приближенные значения согласно уравнениям (979a и б) достаточны точны для практики.

Указанные значения моментов были получены экспериментально.

Если в сети, питающей трехфазный двигатель, произошло внешнее короткое замыкание, то в тот же момент напряжение на зажимах двигателя падает до нуля. Однако в двигателе имеется значительный запас магнитной энергии, которая затухает не мгновенно, а в течение определенного времени; поэтому в обмотках двигателя имеют место всплески токов. Однако перенапряжения при этом не наступают, так как обе обмотки замкнуты накоротко. Для простоты рассмотрим двигатель в режиме холостого хода. До момента короткого замыкания в сети двигатель потребляет из сети намагничивающий ток J_μ . Свободные токи в обмотках статора и ротора в момент включения ($t = 0$) по уравнениям (970a) и (5656) равны:

$$i_1 = K_1 + K_2 = \sqrt{2}j_\mu; \quad (980a)$$

$$i_2 = -\frac{L_h}{L_2} K_1 e^{-j\psi} - \frac{L_1}{L_h} K_2 e^{-j\psi} = 0; \quad (9806)$$

здесь принято $\psi_1 = \psi_2 = \psi$. Отсюда можно вычислить постоянные K_1 и K_2 . Отметим, что ток в начальный момент $J_a \approx J_\mu/\sigma$; тогда выражения для токов принимают вид:

$$i_1 = \sqrt{2}j_a e^{-t/T_\sigma} [1 - (1 - \sigma) e^{j\omega_1 t}]; \quad (981a)$$

$$i_2 = -\frac{\sqrt{2}j_a}{1 + \sigma_2} e^{-t/T_\sigma} e^{-j\psi} (1 - e^{j\omega_1 t}). \quad (9816)$$

В знаменателе выражения для тока i_1 стоит величина $1/(1 + \sigma_2) = L_h/L_2$. Мы специально пишем σ_2 , чтобы указать, что этот коэффициент относится к ротору, хотя, конечно, $\sigma_1 = \sigma_2$. Максимум тока статора имеет место примерно через половину периода ($t = T/2$) и составляет:

$$i_{1, \max} \approx \sqrt{2}j_a (2 - \sigma) e^{\sigma T/2} \quad (982)$$

Процессы изменения тока при повторном включении двигателя, вращающегося с синхронной скоростью, аналогичны, за исключением того, что установившийся ток при коротком замыкании равен нулю, а при включении он равен намагничивающему току. Например, при $T_\sigma = 0,02 \text{ сек}$, $\sigma = 0,07$, $J_a = 5J_n$ максимум тока по формуле (982) равен $i_{1, \max} = 8,5J_n$.

При пуске с переключением фаз обмотки со звезды на треугольник двигатель при соединении обмоток в звезду разгоняется почти до синхронной скорости, затем отключается от сети и снова подключается к ней, но фазы обмотки переключаются предварительно в треугольник. При таком повторном включении двигателя появляются свободные токи. Рассмотрим для простоты пуск двигателя без нагрузки на валу. Практически повторное включение происходит при синхронной скорости. Установившийся ток равен намагничивающему току J_μ . Примем далее, что в момент повторного включения двигателя вращающееся магнитное поле успело уже исчезнуть, т. е. время с момента отключения двигателя от сети, когда фазы обмотки были соединены в звезду до вторичного включения, когда фазы соединены в треугольник, достаточно велико.

В момент включения токи статора и ротора равны нулю. Установившийся ток статора равен намагничивающему току, а ток ротора равен нулю. Таким образом, в момент включения ($t = 0$) свободные токи равны:

$$i_1 = -i_\mu; \quad i_2 = 0; \quad (983a \text{ и } б)$$

отсюда можно вычислить обе постоянные интегрирования.

Общий ток в обмотках статора и ротора

$$i_1 = \sqrt{2}J_a e^{-t/T_\sigma} [1 - (1 - \sigma)e^{j\omega_1 t}] + \sigma J_a e^{j\omega_1 t}; \quad (984a)$$

$$i_2 = \frac{\sqrt{2}J_a}{1 + \sigma_2} e^{-t/T_\sigma} e^{-j\psi} (1 - e^{-j\omega_1 t}). \quad (984б)$$

Потери, возникающие в переходном режиме, подробно рассмотрены в ряде работ [33]. При разгоне массы потери в роторе асинхронной машины равны потерям, выделяющимся в машине постоянного тока, которые были рассмотрены в § 1, в настоящей главы. При пуске они соответствуют кинетической энергии вращающихся масс, при торможении с противовключением — трехкратной величине этой энергии, при реверсе — четырехкратной. Потери в обмотке статора зависят от сопротивлений обмоток статора и ротора, а также от интенсивности поверхностного эффекта в обмотке ротора. При наличии нагрузки на валу двигателя все потери в переходном режиме возрастают.

в) Переходные процессы в синхронных машинах по теории вращающегося поля

α) Симметричная машина

Расчет режима короткого замыкания синхронной машины имеет очень важное практическое значение. Рассмотрим этот режим, исходя из общих уравнений для переходного процесса, выведенных выше. Они справедливы только для симметричной машины. Поэтому мы должны принять, что на роторе, кроме обмотки возбуждения, имеется еще другая короткозамкнутая обмотка. Активное и реактивное сопротивления этой обмотки и обмотки возбуждения должны быть равны, а оси обеих обмоток — перпендикулярны. Изменение скорости вращения в течение переходного режима принимать во внимание не будем.

Постоянные интегрирования в уравнениях (967a) и (970a) вычисляются из граничных условий. Рассмотрим короткое замыкание синхронной машины, предполагая, что до этого она работала в режиме холостого хода. Тогда до момента короткого замыкания ток в обмотке статора равен нулю; через длительный промежуток времени по обмотке статора протекает установившийся ток короткого замыкания J_K . Ток в обмотке ротора равен намагничивающему току (току возбуждения при холостом ходе) $J_\mu = J_E/\sqrt{2}$ как до короткого замыкания, так и после него. При $t = 0$ переходные токи равны:

$$i_1 = K_1 + K_2 = -\sqrt{2}J_K; \quad (985a)$$

$$i_2 = -\frac{L_h}{L_2} K_1 - \frac{L_1}{L_h} K_2 = 0; \quad (985б)$$

отсюда вычисляем постоянные интегрирования

$$K_1 = -\frac{\sqrt{2}J_K}{\sigma} \text{ и } K_2 = \frac{1 - \sigma}{\sigma} \sqrt{2}J_K. \quad (986a \text{ и } б)$$

Если ввести принятые для синхронных машин обозначения постоянных времени, а именно: постоянную времени асимметричной составляющей тока

$$1/\rho_1 = T_{\sigma 1} = T_a, \quad (985)$$

и переходной составляющей тока

$$1/\rho_2 = T_{\sigma 2} = T', \quad (986)$$

то выражение для полного тока статорной обмотки при внезапном коротком замыкании будет:

$$i_1 = \sqrt{2}J_K \left\{ \cos \omega_1 t - \frac{1}{\sigma} [e^{-t/T_a} \cos v_1' t - (1 - \sigma) e^{-t/T'} \cos v_1'' t] \right\}. \quad (987)$$

Изменение этого тока во времени изображено на рис. 291, а; оно аналогично изменению тока короткого замыкания асинхронной машины. Вследствие влияния составляющей свободного тока с малой частотой $\dot{v}_1$, имеющей характер постоянного тока, общий ток целиком расположен по одну сторону от нулевой линии. Величина этого тока весьма значительна, так как рассеяние в синхронных машинах сравнительно невелико.

При сравнении постоянных интегрирования [уравнения (986а, б)] с соответствующими постоянными при коротком замыкании асинхронного двигателя можно видеть, что для синхронной машины эти постоянные в J_K/J_μ раз больше. Если принять в среднем, что для асинхронного двигателя $J_\mu \approx 0,35J_n$, а для синхронной машины при токе возбуждения, соответствующем номинальному напряжению в режиме холостого хода, $J_K = J_n$, то всплеск общего тока в синхронной машине будет примерно втрое больше, чем в асинхронной.

Следует далее отметить, что у синхронной машины постоянная времени T_a значительно меньше, чем T' . Поэтому свободный ток малой частоты, имеющий характер постоянного тока, затухает быстрее, чем переменный свободный ток. В роторе имеет место обратная картина.

Максимум общего тока наступает через половину периода после начала короткого замыкания. Если пренебречь активными сопротивлениями, то ток статора

$$i_1 = -\frac{\sqrt{2}J_K}{\sigma}(1 - e^{j\omega_1 t}), \quad (987a)$$

причем его максимум

$$i_{1, \max} = -\frac{2\sqrt{2}}{\sigma} J_K. \quad (988)$$

Для определения тока ротора (тока возбуждения) используем уравнение (970а); отметим, однако, что оба тока: $\dot{J}_K$ и $\dot{J}_\mu$ находятся в противофазе:

$$J_K = -\frac{J'_\mu}{1 + \sigma_1} = -\frac{L_h}{L_1} J'_\mu = -\frac{L_h}{L_1} \left(\frac{m_1 \omega_1 \xi_1}{2\omega_2 \xi_2} \right) \frac{J_E}{\sqrt{2}}. \quad (989)$$

Из этого выражения следует, что постоянные интегрирования можно вычислить, исходя из тока возбуждения J_E , а не из тока короткого замыкания J_K :

$$\frac{L_h}{L_2} K_1 = \frac{1 - \sigma}{\sigma} \cdot \frac{J'_E}{\sqrt{2}}, \quad (990)$$

$$\frac{L_1}{L_h} K_2 = -\frac{1 - \sigma}{\sigma} \cdot \frac{J'_E}{\sqrt{2}}; \quad (991)$$

отсюда ток возбуждения

$$i_2 = \frac{J_E}{\sigma} \left[1 - \frac{1 - \sigma}{\sigma} (e^{-t/T_a} \cos \dot{v}_2 t - e^{-t/T_a} \cos \ddot{v}_2 t) \right]. \quad (992)$$

Изменение тока ротора во времени представлено на рис. 291, б. Максимум тока наступает через половину периода после начала короткого замыкания. Если пренебречь активными сопротивлениями, то ток ротора

$$i_2 = \frac{J_E}{\sigma} [1 - (1 - \sigma) e^{-j\omega_1 t}]; \quad (992a)$$

максимум этого тока

$$i_{2, \max} = \left(\frac{2}{\sigma} - 1 \right) J_E. \quad (993)$$

За счет демпфирования максимальные значения токов статора и ротора в действительности получаются несколько меньшими, чем это дается формулами (988) и (993). Коэффициенты демпфирования ρ_1 и ρ_2 вычисляются из уравнений (956а и б). Коэффициенты уменьшения максимума токов, с учетом демпфирования, можно вычислить из приближенных выражений:

$$e^{-t/T_a} \approx 1 - \frac{R_1}{100\sigma L_1}; \quad (994a)$$

$$e^{-t/T'} \approx 1 - \frac{R_2}{100\sigma L_2}; \quad (994б)$$

они справедливы при условии $t > T/2$; здесь R_1, R_2 — в омах; L_1, L_2 — в генри. При коротком замыкании на зажимах машины $T' < T_a$. Поэтому, согласно уравнению (987), свободный ток малой частоты, имеющий характер постоянного тока, затухает быстрее, чем переменный свободный ток.

в) Несимметричная машина с демпферной обмоткой

Практически синхронную машину нельзя считать симметричной. Это объясняется тем, что по продольной оси синхронной машины на роторе имеется мощная обмотка возбуждения; по попе-

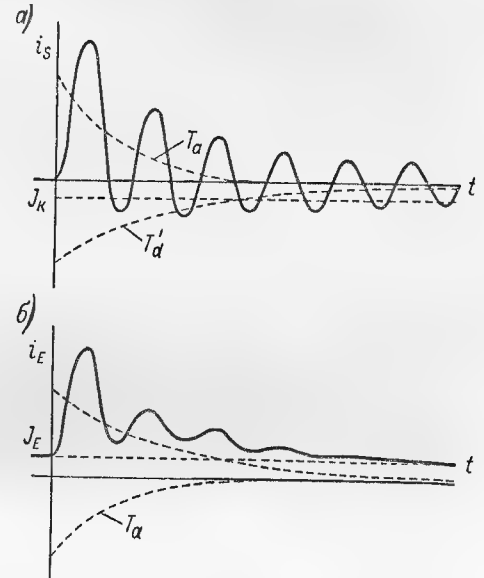


Рис. 291. Кривые токов при коротком замыкании синхронной машины: а — в обмотке статора; б — в обмотке ротора.

речной же оси такая обмотка отсутствует. Магнитная связь между симметричным статором и несимметричным ротором зависит от относительной скорости между намагничивающими силами статора и ротора. Если их скорости вращения одинаковы, то тогда магнитная связь зависит от взаимного положения намагничивающей силы статора и обмотки ротора. При совпадении осей степень магнитной связи наибольшая. В этом случае ротор имеет такие же свойства, как если бы он был симметричным и по его поперечной оси располагалась такая же обмотка, как по продольной. Если установить такую обмотку по поперечной оси, то она не оказывала бы на переходный процесс никакого воздействия.

Если оси намагничивающей силы статора и обмотки ротора образуют положительный угол, то контуры ротора и статора в магнитном отношении не связаны и могут рассматриваться отдельно. Если же намагничивающие силы статора и ротор вращаются с различными скоростями, то их взаимная индуктивность изменяется от наибольшего значения до нуля. Среднее значение этой индуктивности равно половине максимальной. Поэтому во всех расчетах принимается для главной индуктивности значение $L_h/2$.

В синхронных машинах система свободных токов, имеющих характер переменного тока, вращается в пространстве с той же скоростью, что и ротор. Кроме того, при коротком замыкании оси системы токов статора и обмотки ротора (системы токов ротора) совпадают. Для этих систем получаем симметричную машину; коэффициент демпфирования для нее вычисляется из уравнения (9566). Главное реактивное сопротивление L_h здесь равно главному реактивному сопротивлению двухфазной машины.

Система свободных токов, имеющих характер постоянного тока, имеет другие свойства. В пространстве эта система неподвижна; степень ее магнитной связи характеризуется индуктивностью $L_h/2$. Такое уменьшение величины главного реактивного сопротивления означает примерно удвоение коэффициента рассеяния. Поэтому постоянная времени этой системы токов

$$T_a \approx 2\sigma L_1/R_1, \quad (995)$$

т. е. она вдвое больше коэффициента симметричной машины [25]. Кроме того, при разложении системы токов ротора на две симметричные составляющие возникает еще система, вращающаяся в противоположном направлении (инверсная). Синхронная составляющая в пространстве неподвижна и образует упомянутую выше составляющую системы свободных токов, имеющей характер постоянного тока. Инверсная составляющая вращается относительно ротора с синхронной скоростью, а относительно статора — с удвоенной синхронной. Поэтому в обмотке статора возникает составляющая тока удвоенной частоты; ее коэффициент демпфирования равен коэффициенту демпфирования составляющей системы токов, имеющих характер постоянного тока. Практи-

чески же в синхронной машине имеется демпферная обмотка, которая значительно уменьшает эту составляющую. Как правило она настолько мала, что обычно ее нельзя проследить на осциллограмме. Поэтому дальше она рассматриваться не будет.

γ) Машина с демпферной обмоткой

Наличие демпферной обмотки оказывает большое влияние на различные стороны переходного процесса синхронной машины. Рассмотрим сначала симметричную машину. Предположим, что на роторе по обеим осям расположены две симметричные обмотки. Индексом 1 обозначим величины, относящиеся к обмотке статора, индексом 2 — ротора, а 3 — к демпферной обмотке; получаем три уравнения э. д. с. с тремя неизвестными свободными токами. Значения комплексной частоты свободных токов определяются из исходного уравнения третьего порядка, а постоянные интегрирования — из различных начальных условий. Однако такие точные вычисления весьма сложны. Их можно избежать и получить практически достаточно точные результаты, исходя из более простых соображений.

Как было указано, частота свободных токов равна либо номинальной частоте машины, либо нулю. Незначительные отклонения связаны с учетом активного сопротивления статора. Мы этим сопротивлением пренебрежем. Так как поле обеих обмоток ротора в пространстве имеет те же свойства, что и одной, для частоты свободных токов также справедливо уравнение (966), т. е. эта частота при наличии двух обмоток равна либо номинальной, либо нулю. Но коэффициенты демпфирования для каждого из трех свободных токов (и полей) различны.

При коротком замыкании статорная и роторная обмотки сохраняют свой магнитный поток. Поток статорной обмотки стоит практически неподвижно в пространстве и затухает с постоянной времени T_a (996). Этот поток возбуждает в статорной обмотке постоянный ток, затухающий также с постоянной времени T_a . В роторных обмотках он возбуждает переменный ток, затухающий с той же постоянной времени T_a . Поток роторных обмоток вращается практически вместе с ротором и возбуждает в роторных обмотках постоянный ток, в обмотке же статора — переменный ток. Затухание этих токов происходит с одними и теми же постоянными времени, а именно: с переходной T' и сверхпереходной T'' . Первая из них соответствует переходной части потока D' , а вторая — его сверхпереходной части D'' .

Прежде чем перейти к рассмотрению этих явлений, отметим особенность машины, вызванную движением ротора относительно статора [216а]. Благодаря этому движению первоначальный статорный поток демпфируется короткозамкнутыми контурами ротора до величины $\sigma_L = \sigma_1\sigma_2/(\sigma_2 + \sigma_3)$. В результате основной поток составляет $\sigma_L = \sigma_1\sigma_2/(\sigma_2 + \sigma_3)$ первоначальной величины.

Постоянная времени переходного постоянного тока в статорной обмотке (несимметричного тока) будет поэтому

$$T_a = \frac{L_{S\sigma} + L_{L\sigma}}{R_1}, \quad (996)$$

где $L_{S\sigma} = L_{1\sigma} = \sigma_1 L_h$ — индуктивность потока рассеяния статорной обмотки; $L_{L\sigma}$ — то же, роторной обмотки.

Точно так же сцепленный с ротором поток будет благодаря движению ротора уменьшен короткозамкнутой статорной обмоткой до величины $\sigma_S = \sigma_1$. Постоянные времени роторных обмоток будут поэтому

$$T_2 = \frac{L_{1\sigma} + L_{2\sigma}}{R_2}; \quad (997)$$

$$T_3 = \frac{L_{1\sigma} + L_{3\sigma}}{R_2}. \quad (998)$$

Затухание статорного потока, а равно и постоянной составляющей тока происходит с постоянной времени T_a [уравнение (996)]. Затухание роторного потока происходит, однако, с двумя постоянными времени, которые даны уравнениями (1030а) и (1030б). Коэффициент рассеяния σ в уравнении (1030б) при нашем обозначении обмоток будет σ_{23} . Нужно заметить, что роль первичной обмотки играет обмотка возбуждения, а роль вторичной обмотки — демпферная обмотка. При $L_1 \rightarrow L_2 \sim (X_{1\sigma} + X_{2\sigma})$, $L_2 \rightarrow L_3 \sim (X_{1\sigma} + X_{3\sigma})$ и $M \rightarrow X_{1\sigma}$ получаем:

$$\sigma_{23} = \frac{(X_{1\sigma} + X_{2\sigma})(X_{1\sigma} + X_{3\sigma}) - X_{1\sigma}^2}{(X_{1\sigma} + X_{2\sigma})(X_{1\sigma} + X_{3\sigma})}; \quad (999)$$

отсюда постоянные времени:

$$T'' = \frac{\sigma_{23} T_2 T_3}{T_2 + T_3} = \frac{(X_{1\sigma} + X_{2\sigma})(X_{1\sigma} + X_{3\sigma}) - X_{1\sigma}^2}{w_1 R_3 (X_{1\sigma} + X_{2\sigma}) + w_1 R_2 (X_{1\sigma} + X_{3\sigma})} \approx \approx \frac{X_{1\sigma} (X_{2\sigma} + X_{3\sigma}) + X_{2\sigma} X_{3\sigma}}{w_1 R_3 (X_{1\sigma} + X_{2\sigma})}; \quad (1000)$$

$$T' = T_1 + T_2 = \frac{X_{1\sigma} + X_{2\sigma}}{w_1 R_2} + \frac{X_{1\sigma} + X_{3\sigma}}{w_1 R_3} \approx \frac{X_{1\sigma} + X_{2\sigma}}{w_1 R_2} = T_2. \quad (1001)$$

Приближенные выражения действительны для случая $R_2 \ll R_3$, что обычно и имеет место на практике.

Переходная и сверхпереходная составляющие тока определяются из начальных условий (при $t = 0$, $i_2 + i_3 = \tilde{I}$ и $i_2/i_3 = X_{3\sigma}/X_{2\sigma}$). Эти токи будут:

$$i_2 = \frac{\tilde{I}}{X_{1\sigma} (X_{2\sigma} + X_{3\sigma}) (1/T' - 1/T'')} \times \times \left\{ - \left[(X_{1\sigma} + X_{3\sigma}) \left(\frac{1}{T''} + \frac{R_3}{L_3} \right) X_{2\sigma} + \frac{1}{T''} X_{1\sigma} X_{3\sigma} \right] \times \times \left(\frac{1}{T'} + \frac{R_3}{L_3} \right) e^{-t/T'} + \left[(X_{1\sigma} + X_{3\sigma}) \left(\frac{1}{T'} + \frac{R_3}{L_3} \right) X_{2\sigma} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{T'} X_{1\sigma} X_{3\sigma} \right] \left(\frac{1}{T''} + \frac{R_3}{L_3} \right) e^{-t/T''} \right\}; \quad (1002)$$

$$i_3 = \frac{\tilde{I}}{(X_{1\sigma} + X_{3\sigma}) (X_{2\sigma} + X_{3\sigma}) \left(\frac{1}{T'} - \frac{1}{T''} \right) \frac{R_3}{L_3}} \times \times \left\{ \left[(X_{1\sigma} + X_{3\sigma}) \left(\frac{1}{T''} + \frac{R_3}{L_3} \right) X_{2\sigma} + \frac{1}{T''} X_{1\sigma} X_{3\sigma} \right] \frac{1}{T'} e^{-t/T'} - \right. \\ \left. - \left[(X_{1\sigma} + X_{3\sigma}) \left(\frac{1}{T'} + \frac{R_3}{L_3} \right) X_{2\sigma} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{T'} X_{1\sigma} X_{3\sigma} \right] \frac{1}{T''} e^{-t/T''} \right\}. \quad (1003)$$

Для практических целей можно всегда пренебречь T'' по сравнению к T' , так как $T'' < 0,1 T'$. Для токов получаются тогда более простые выражения:

$$i_2 \approx \frac{\tilde{I}}{(X_{1\sigma} + X_{2\sigma}) (X_{1\sigma} + X_{3\sigma})} \left[(X_{1\sigma} X_{2\sigma} + X_{1\sigma} X_{3\sigma} + X_{2\sigma} X_{3\sigma}) e^{-t/T'} - \right. \\ \left. - X_{1\sigma} X_{2\sigma} e^{-t/T''} \right], \quad (1004)$$

$$i_3 \approx \frac{X_{3\sigma} \tilde{I}}{X_{2\sigma} + X_{3\sigma}} e^{-t/T''} \quad (1005)$$

и для полного тока ротора:

$$i_L = i_2 + i_3 \approx \frac{\tilde{I}}{(X_{1\sigma} + X_{2\sigma}) (X_{2\sigma} + X_{3\sigma})} \times \times \left[(X_{1\sigma} X_{2\sigma} + X_{1\sigma} X_{3\sigma} + X_{2\sigma} X_{3\sigma}) e^{-t/T'} X_{2\sigma}^2 e^{-t/T''} \right]. \quad (1006)$$

Заметим далее, что в начальный момент короткого замыкания

$$\tilde{I} = \frac{U}{X_d'}. \quad (1007)$$

Переходное сопротивление

$$X_d' \approx X_{1\sigma} + X_{2\sigma}; \quad (1008)$$

сверхпереходное сопротивление дано уравнением [848]; переходные токи будут:

$$\tilde{i}_1 \approx -i_L = \dot{U} \left[\frac{1}{X'_d} e^{-t/T'} + \left(\frac{1}{X''_d} - \frac{1}{X'_d} \right) e^{-t/T''} \right]; \quad (1009)$$

$$i_2 \approx -U \left[\frac{1}{X'_d} e^{-t/T'} - \frac{X_{1\sigma}}{X_{2\sigma}} \left(\frac{1}{X''_d} - \frac{1}{X'_d} \right) e^{-t/T''} \right]; \quad (1010)$$

$$i_3 \approx -\frac{U}{X_{2\sigma}} \left[\frac{X'_d}{X''_d} - 1 \right] e^{-t/T''}. \quad (1011)$$

Эти выражения для токов известны из ряда работ [213, 214, 216а, 214а, 218].

Уравнения (1008), (1009) и (1010) выведены исходя из переходного и сверхпереходного реактивных сопротивлений. Величина главного реактивного сопротивления не учтена. Самый простой способ для учета этого сопротивления состоит в том, что от обратных значений X'_d и X''_d вычитается обратное значение реактивного сопротивления $X_h \approx X_d$. Если учесть установившиеся значения статорного и роторного токов и относительное вращение между статором и ротором, то для токов получаем следующие полные выражения:

$$i_1 \approx U \left[\frac{1}{X_d} \cos \omega_1 t + \left(\frac{1}{X'_d} - \frac{1}{X_d} \right) e^{-t/T'_d} \cos \omega_1 t + \left(\frac{1}{X''_d} - \frac{1}{X'_d} \right) e^{-t/T''_d} \cos \omega_1 t - \frac{1}{X''_d} e^{-t/T_a} \right]; \quad (1012)$$

$$i_2 \approx -U \left[\frac{1}{X_d} + \left(\frac{1}{X'_d} - \frac{1}{X_d} \right) e^{-t/T'_d} - \frac{X_{1\sigma}}{X_{2\sigma}} \left(\frac{1}{X''_d} - \frac{1}{X'_d} \right) e^{-t/T''_d} - \left(\frac{X''_d - X_{1\sigma}}{X''_d X_{2\sigma}} - \frac{1}{X_d} \right) e^{-t/T_a} \cos \omega_1 t \right]; \quad (1013)$$

$$i_3 \approx -U \frac{X'_d - X''_d}{X_{2\sigma} X''_d} \left[e^{-t/T''_d} - e^{-t/T_a} \cos \omega_1 t \right]. \quad (1014)$$

При несимметричном выполнении ротора токи изменяются лишь незначительно. Как было показано, переменная составляющая тока статора и постоянная — тока ротора не изменяются. Поэтому для переходного и сверхпереходного сопротивлений можно использовать их значения по продольной оси X''_d и X'_d . Однако для расчета постоянной составляющей тока статора и переменной — тока ротора используется эквивалентное сопротивление [уравнение (108а)]:

$$X'' = 2X'_d X''_q / (X'_d + X''_q). \quad (1015)$$

В него входят сверхпереходные сопротивления по продольной (X''_d) и по поперечной (X''_q) осям. Используя сопротивление X'' , можно вычислить коэффициент затухания

$$T_a = \frac{X''}{\omega_1 R_1}. \quad (1016)$$

Если при вычислении постоянной составляющей необходимо учесть в ней только синхронную составляющую, то для X'' можно воспользоваться выражением (1015).

В большинстве случаев достаточно вычислять только синхронную составляющую. Инверсной составляющей соответствует реактивное сопротивление

$$X''_g = \frac{2X'_d X''_q}{X''_q - X'_d}. \quad (1015а)$$

Эта составляющая мала, и учет ее имеет только принципиальное значение; благодаря ей возникает ток двойной частоты. В общем случае вместо одной постоянной составляющей [второй член в уравнении (1014)] получаем две:

$$- \sqrt{2} J_K \frac{X_h}{2} e^{-t/T_a} \left[\left(\frac{1}{X''_q} + \frac{1}{X'_d} \right) + \left(\frac{1}{X''_d} - \frac{1}{X'_d} \right) \right] \cos 2\omega_1 t.$$

г) Переходные процессы в синхронных машинах по теории двух реакций

Основы этой теории были изложены в § 6 гл. 2. Там же были приведены уравнения э. д. с. для машины без демпферной обмотки [уравнения (62а)—(62в)]. При наличии демпферной обмотки добавляются еще два уравнения:

$$0 = i_{3d} R_{3d} + d\psi_{3d}/dt; \quad (1017а)$$

$$0 = i_{3q} R_{3q} + d\psi_{3q}/dt. \quad (1017б)$$

В данном случае имеют место следующие уравнения для потокоцеплений:

$$\psi_{1d} = i_{1d} L_{1d} + i_{3d} L_{3hd} - i_2 L_{2hd}; \quad (1018а)$$

$$\psi_{1q} = i_{1q} L_{1q} + i_{3q} L_{3hq}; \quad (1018б)$$

$$\psi_2 = i_2 L_2 - i_{3d} L_{23} - i_{1d} L_{1hd}; \quad (1018в)$$

$$\psi_{3d} = i_{3d} L_{3d} - i_2 L_{32} - i_{1d} L_{1hd}; \quad (1018г)$$

$$\psi_{3q} = i_{3q} L_{3q} - i_{1q} L_{1hq}. \quad (1018д)$$

К ним необходимо добавить еще уравнение для моментов:

$$m_A = m + T_a d\omega/dt = \psi_{1q} i_{1d} - \psi_{1d} i_{1q} + T_a d^2(\omega t)/dt^2, \quad (1018е)$$

ПОСТОЯННЫЕ ВРЕМЕНИ

где m_A — вращающий момент привода; T_a — электромеханическая постоянная.

Таким образом, мы получили 11 уравнений с 11 неизвестными, т. е. систему, теоретически разрешимую. Однако практически выполнить решение для общего случая весьма затруднительно, так как некоторые члены нелинейны.

Поэтому для решения используют или графические методы, или численные, с применением интегрирования методом итераций. В последние годы используются также вычислительные машины.

Во многих практических задачах скорость ω в течение переходного режима изменяется лишь незначительно, и ее можно считать постоянной. Тогда получаем систему линейных уравнений. Хотя решение этой системы значительно проще, но и оно занимает много времени. Поэтому в большинстве случаев для облегчения расчетов используют операторное исчисление или иные методы. Мы не будем излагать эти методы вычислений и дадим только конечные результаты [213]. При расчетах активные и реактивные сопротивления выражают в относительных единицах. За базисное принимается сопротивление $R_b = U_n/J_n$, где U_n , J_n — номинальный ток и напряжение машины. Ток статора синхронной машины при коротком замыкании вычисляется из уравнения

$$i_1 = J'_E \left[\frac{1}{X_d} + \left(\frac{1}{X'_d} - \frac{1}{X_d} \right) e^{-t/T'_d} + \left(\frac{1}{X''_d} - \frac{1}{X'_d} \right) e^{-t/T''_d} \right] \cos \omega_1 t - \frac{J'_E}{2} \left(\frac{1}{X'_d} + \frac{1}{X''_q} \right) e^{-t/T_G} - \frac{J_E}{2} \left(\frac{1}{X''_d} - \frac{1}{X''_q} \right) e^{-t/T_G} \cos 2\omega_1 t. \quad (1019)$$

Здесь все реактивные сопротивления выражены в относительных единицах. За исключением члена с удвоенной частотой, это выражение полностью совпадает с (1014), которое было выведено, исходя из теории вращающегося поля.

Свободный ток удвоенной частоты у симметричной машины не возникает. Вводя поправки для несимметричной машины, мы этот ток не рассматривали. Он образован инверсной системой токов; по величине эта система токов мала, и мы ее рассматривать не будем.

Реактивные сопротивления, входящие в уравнение (1019), уже рассматривались выше.

Выражения для них приведены в § 1 гл. 14. Постоянные времени T'_d , T''_d и T_G обратны коэффициентам затухания ρ_A , ρ_B и ρ_G . Они вычисляются из уравнений (1003) и (1004). Относительная величина тока возбуждения равна $J'_E = -\sqrt{2} J_K (1 + \sigma_1)$.

В современной электротехнике переходные процессы играют очень большую роль. Достаточно назвать, например, переходные режимы в сетях и процессы управления и регулирования электрических двигателей.

Характер изменения процесса во времени определяется различными постоянными времени. Они определяют также механические, электромагнитные и тепловые свойства машины, сети и привода.

Особенно многочисленны электромагнитные постоянные времени. В данной главе они рассмотрены более подробно. Расчет тепловых постоянных изложен в гл. 18.

1. ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКАЯ ПОСТОЯННАЯ ВРЕМЕНИ

Эта постоянная определяет время разбега машины, если к валу приложен номинальный момент вращения. Она может быть получена из уравнения $M = J d\omega/dt$:

$$T_j = \frac{\omega_1 J}{M_n} = \frac{n_1^2 \pi^2 G D^2}{P_n} [\text{сек}]; \quad (1020)$$

здесь J — сумма моментов инерции ротора машины и вращающихся частей рабочего механизма, приведенных к валу машины; $G D^2 = 4 \cdot 9,81 J$ — маховой момент, который в практике используется часто вместо момента инерции, кг·м; ω_1 — угловая скорость, сек⁻¹, соответствующая конечной скорости вращения n_1 , об/мин; M_n — номинальный момент, н·м; P_n — номинальная мощность машины, вт. Как известно, $M_n = P_n/\omega_1$.

Электромеханическая постоянная времени характеризует маховой момент машины. У малых двигателей (1—10 кВт) без дополнительных масс на валу она составляет 0,2—0,4 сек, а у крупного турбогенератора (50 Мвт) — около 5 сек. В особых случаях, когда к валу присоединены большие маховые массы, эти значения могут быть значительно выше, например можно назвать машины с постоянными до 50 сек.

Определим время разбега машины, используя электромеханическую постоянную времени. Обозначим через $m = M/M_n$ среднюю величину момента двигателя, в период пуска отнесенную к его номинальному моменту, а через $b = M_b/M_n$ — относительную величину нагрузочного момента. Тогда время разбега до номинальной скорости при пуске из неподвижного состояния составит:

$$t_a \approx T_j/(m - b). \quad (1021)$$

Если пренебречь незначительным уменьшением скорости вращения при нагрузке из-за скольжения, то при постоянных

значениях m и b формула (1021) дает точные результаты. Однако даже при отклонении величин m и b до 50% это уравнение дает практически приемлемые результаты.

2. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОСТОЯННЫЕ ВРЕМЕНИ

а) Постоянные времени электрической цепи

Примером простейшей электрической цепи является цепь, состоящая из индуктивности L и активного сопротивления R . Такая цепь часто встречается в практике. Если подключить эту цепь к источнику постоянного напряжения U , то установившийся ток будет равен U/R ; при коротком замыкании такой цепи ток равен нулю.

В обоих примерах установившийся ток достигает своего значения не мгновенно. По цепи некоторое время протекает переходный ток i , который накладывается на установившийся. Со временем переходный ток затухает, и тогда по цепи протекает только установившийся ток; этот процесс описывается уравнением

$$L di/dt + Ri = 0; \quad (1022)$$

его решение

$$i = K e^{-Rt/L}. \quad (1023)$$

Постоянная интегрирования вычисляется из начального условия.

Для второго примера (короткое замыкание цепи) при $t = 0$ ток $i = -J$; тогда переходный ток

$$i = -J e^{-t/T}, \quad (1023a)$$

где

$$T = L/R; \quad (1024)$$

здесь T — в секундах, если L — в генри, R — в омах.

Величину T называют постоянной времени цепи, поскольку она определяет изменение процесса во времени. Чем меньше постоянная времени, тем быстрее завершается переходный режим. Постоянную времени практически можно уменьшить лишь за счет увеличения активного сопротивления, так как обычно уменьшить индуктивность не представляется возможным. Тогда при уменьшении постоянной времени снижается и величина установившегося тока; если же требуется получить тот же установившийся ток, то напряжение источника должно быть повышено. Поток, сцепленный с этим контуром, изменяется по тому же закону, что и ток.

Если магнитный поток сцеплен одновременно с двумя контурами тока, то соотношения становятся значительно сложнее. Обозначим индексом 1 все величины первичной цепи, подключенной к источнику постоянного напряжения, а индексом 2 — вто-

ричной, которая замкнута накоротко. Переходный процесс описывается следующими уравнениями:

$$L_1 di_1/dt + R_1 i_1 + M di_2/dt = 0. \quad (1025a)$$

$$L_2 di_2/dt + R_2 i_2 + M di_1/dt = 0; \quad (1025b)$$

Решение этих уравнений имеет вид:

$$i_1 = K_1 e^{-t/T'} + K_2 e^{-t/T''}. \quad (1026)$$

Постоянные времени определяются из основного уравнения

$$T', T'' = \frac{T_1 + T_2}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{T_1 + T_2}{2}\right)^2 - \sigma_{12} T_1 T_2}, \quad (1027)$$

где

$$T_1 = \frac{L_1}{R_1}; \quad T_2 = \frac{L_2}{R_2}; \quad \sigma_{12} = \frac{L_1 L_2 - M^2}{L_1 L_2}. \quad (1028a-b)$$

Подставим величину di_1/dt , вычисленную из уравнения (1026), в (1025b) и решим его относительно тока i_2 :

$$i_2 = -\frac{M}{L_2} \left[\frac{T' K_1}{T' + T''} e^{-t/T'} + \frac{T' K_2}{T_1 + T_2} e^{-t/T''} \right]. \quad (1029)$$

Постоянные интегрирования K_1 и K_2 вычисляются из начальных условий: при $t = 0$, $i_1 = J$, $i_2 = 0$. Рассмотрим решение только для такого практически важного случая, когда оба контура достаточно хорошо магнитно связаны, так что коэффициент рассеяния $\sigma < 0,3$; в этом случае

$$T' \approx T_1 + T_2 - T'' \approx T_1 + T_2; \quad T'' = \frac{\sigma_{12} T_1 T_2}{T_1 + T_2}. \quad (1030a, б)$$

Токи в обоих контурах:

$$i_1 = J \left[\frac{T_1}{T_1 + T_2} e^{-t/T'} + \frac{T_2}{T_1 + T_2} e^{-t/T''} \right]; \quad (1031)$$

$$i_2 \approx J \frac{M}{L_2} \cdot \frac{T_2}{T_1 + T_2} [e^{-t/T'} - e^{-t/T''}]. \quad (1032)$$

На рис. 292 представлен процесс изменения обоих токов в случае, если ток первичной цепи уменьшается от величины J_1 до J_2 . Переходный ток в обоих контурах состоит из двух составляющих; одна из них затухает быстро, вторая — медленно. Постоянная времени быстро затухающей составляющей T'' пропорциональна рассеянию между обоими контурами. Если рассеяние мало, то эта составляющая затухает почти мгновенно. На рис. 292 она обозначена штриховыми линиями. Свободный ток здесь распределяется между контурами пропорционально их постоянным времени.

Процесс, изображенный по рис. 292, соответствует случаю, когда $T_1 > T_2$; тогда большая часть переходного тока протекает по вторичному контуру. Если числа витков в обоих контурах не равны, то в соответствии с постоянными времени между контурами распределяются и намагничивающие силы.

Процесс изменения во времени магнитного потока, общего для обоих контуров, еще более важен, чем тока. Этот поток пропорционален току намагничивания $i_\mu = i_1 + i_2$ или же намагничивающей силе:

$$\Phi = M(i_1 + i_2) \approx \frac{\Phi_{h0}}{T_1 + T_2} [(T_1 + T_2 M/L_2) e^{-t/T'} + T_2(1 - M/L_2) e^{-t/T''}] \approx \Phi_{h0} e^{-t/T'} \quad (1033)$$

Таким образом, в переходном режиме общий поток Φ_{h0} изменяется с постоянной времени, равной сумме постоянных времени отдельных контуров. Наличие короткозамкнутой обмотки влияет не только на распределение токов, но и увеличивает постоянную времени потока.

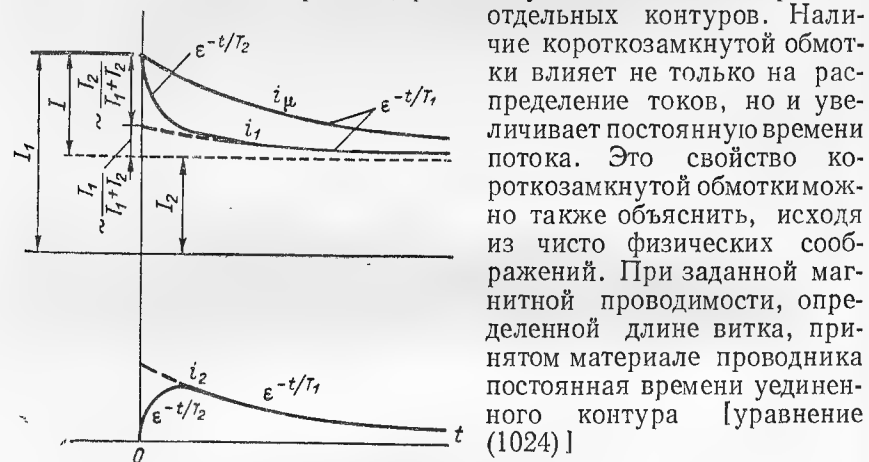


Рис. 292. Кривые уравнительного тока в магнитосвязанных контурах (при снижении тока в контуре I_1).

$$T = L/R = \frac{\omega q \Lambda}{\rho l} = \frac{\Lambda}{\rho l} Q. \quad (1034)$$

Следовательно, она зависит только от поперечного сечения обмотки $Q = q\omega$. Чем больше это сечение, тем больше постоянная времени. Если же в то же магнитное поле внести второй, короткозамкнутый контур, то эквивалентный объем и вес обмотки возрастают; вместе с тем увеличивается постоянная времени потока.

Влияние рассеяния на процесс изменения главного поля определяется вторым членом уравнения (1033). Численно этот член мал; кроме того, он затухает очень быстро.

Потоки рассеяния в переходном режиме изменяются в соответствии с одной из постоянных времени, причем с меньшей из них (T'') (рис. 292). Однако процесс изменения потоков рас-

сеяния в отдельных контурах различен. Поток рассеяния первичной цепи изменяется аналогично общему потоку, т. е. он затухает при отключении цепи и нарастает при включении. Поток рассеяния вторичной цепи сначала быстро нарастает, а затем медленно затухает с большей постоянной времени T'' .

Общий поток, сцепленный с первичной обмоткой,

$$\Phi_1 = L_1 i_1 + M i_2 \approx \Phi_{10} \left[\frac{T_1 + T_2(1 - \sigma)}{T_1 + T_2} e^{-t/T'} + \frac{\sigma T^2}{T_1 + T_2} e^{-t/T''} \right]; \quad (1035)$$

здесь влияние рассеяния примерно вдвое больше, чем для потока в уравнении (1033).

Рассмотренный процесс имеет место, когда оба контура достаточно хорошо магнитно связаны ($\sigma < 0,3$). При слабой магнитной связи между контурами воздействие вторичной короткозамкнутой обмотки мало; тогда процесс протекает в основном так, как будто существует лишь один контур.

До сих пор мы исследовали процесс изменения магнитного потока в неподвижных контурах с током. Если же контуры с током, замкнутые накоротко, движутся в пространстве относительно друг друга, то соотношения будут совсем иными. Это характерно например, для обмоток ротора и статора вращающихся машин. Магнитный поток, сцепленный с первичной обмоткой, при коротком замыкании вторичной обмотки становится в σ раз меньше того потока, который был сцеплен с ней при разомкнутой вторичной обмотке. В том же отношении уменьшается и индуктивность, но активные сопротивления контуров остаются прежними. Поэтому постоянные времени обмоток также уменьшаются; они равны:

$$T_{\sigma 1} = \sigma T_1 = \sigma L_1 / R_1; \quad (1036a)$$

$$T_{\sigma 2} = \sigma T_2 = \sigma L_2 / R_2. \quad (1036b)$$

б) Постоянная времени продольного поля (обмотки возбуждения)

Постоянная времени обмотки является одновременно и постоянной времени потока, сцепленного с этой обмоткой. Под обмоткой возбуждения мы подразумеваем обмотку, расположенную на полюсе машины постоянного тока или синхронной. Эта обмотка питается постоянным током. Предположим сначала, что в магнитной цепи отсутствуют массивная сталь или же какие-либо иные контуры, замкнутые накоротко. Постоянную времени можно вычислить из уравнения (1034). Отметим, что $L = p(\omega/p)^2 \Lambda$ и $\Lambda = \mu_0 l_i b_i / 2p\delta^4$; тогда

$$T_e = \frac{\mu_0 l_i b_i \omega_E^2 \xi_E^2}{2p\delta^4 R_E} = \frac{\mu_0 l_i b_i \omega_E^2 \xi_E^2}{2p\delta^4 \rho l_E} q_E [\text{сек}]; \quad (1037)$$

здесь T — в сек; l_i и b_i — эквивалентная длина якоря и его ширина, m ; при синусоидальной кривой поля $b_i = 2\tau/\pi$; δ'' — воздушный зазор с учетом магнитного сопротивления путей в стали, m ; l_E — средняя длина витка обмотки возбуждения, m ; ω_E — число витков обмотки; ξ_E — обмоточный коэффициент обмотки возбуждения (у явнополусных машин $\xi_E = 1$, у турбогенераторов $\xi_E \approx 0,83$); R_E — сопротивление всей обмотки возбуждения (на $2p$ полюсов), $ом$; q_E — поперечное сечение проводника обмотки возбуждения, m^2 . Порядок постоянной времени в зависимости от размеров машины $T_e = 1 \div 15$ сек.

Однако обычно магнитный поток сцеплен с одной или несколькими короткозамкнутыми контурами. Такими контурами могут быть демпферная обмотка, контуры вихревых токов в массивной стали, а у машин постоянного тока — витки, замкнутые щетками накоротко в период коммутации.

Влияние вихревых токов на величину постоянной времени было рассмотрено в § 5 гл. 4 и § 2, а гл. 15. Согласно выражению (1033), результирующая постоянная времени

$$T_E \approx T_e + T_{w1}.$$

Постоянная T_e вычисляется по формуле (1037), а T_{w1} — по (308) с учетом уравнения (316), если сердечник полюса массивный:

$$T_{w1} \approx \frac{\mu_0 l_K b_i}{\pi^2 \rho \delta'' b_K} \cdot \frac{b_K l_p}{b_K / l_p + l_p / b_K} [\text{сек}], \quad (1038a)$$

или по формуле

$$T_{w1} \approx \frac{\mu_0 l_j q_K}{\pi \rho \delta_j^4 q_i} \cdot \frac{b_j h_j}{b_j / h_j + h_j / b_j} [\text{сек}]. \quad (1038б)$$

Если из массивной стали выполнено только ярмо, то здесь $q_K = b_K l_p$ — сечение сердечника; $q_i = b_i h_i$ — сечение ярма; δ_j — зазор между сердечником полюса и ярмом; l_j — средняя длина ярма между двумя полюсами (см. § 4 гл. 8); l_p — длина полюса. Все размеры — в m , ρ — в $ом \cdot m$.

Воздействие потоков высших гармонических (μ и $\nu > 1$) на переходный режим очень мало, так как связь их с обмоткой незначительна. Направление этих потоков в плоскости поперечного сечения массивного сердечника различно, вследствие чего результирующий поток этих гармонических мал. Так, например, при $\nu = \mu = 3$ имеют место девять потоков высших гармонических, а результирующим потоком является только один из них. Поэтому часто всеми потоками высших гармонических при наличии обмотки возбуждения можно пренебречь.

Наличие потокоцепления главного потока с обмоткой возбуждения благоприятствует появлению вихревых токов, так как эти токи замыкаются вдоль поверхности сердечника полюса, т. е.

вблизи обмотки возбуждения. Поэтому в уравнении (1034) влиянием потоков рассеяния можно пренебречь.

Также обычно можно пренебречь влиянием короткозамкнутых витков обмотки якоря в период коммутации для машин постоянного тока. Следует отметить, однако, что постоянная времени обмотки якоря в этих машинах сама по себе значительно меньше, чем постоянная обмотки возбуждения. Наличие переходного сопротивления щеток еще более снижает постоянную времени короткозамкнутых секций, так что ее влияние на результирующую постоянную крайне мало.

Однако влиянием демпферной обмотки в синхронных машинах пренебрегать нельзя. Здесь связь этой обмотки с главным потоком носит особый характер, а рассеянием между обмоткой возбуждения и демпферной также нельзя пренебрегать. Расчет постоянной времени демпферной обмотки будет рассмотрен отдельно.

Постоянная времени вихревых токов может быть определена опытным путем, но при условии, когда нет каких-либо короткозамкнутых контуров (например, демпферной обмотки). Для этого обмотку возбуждения отключают и осциллографируют напряжение на зажимах либо обмотки возбуждения, либо якоря. Такая осциллограмма приведена на рис. 293. На ней изображен процесс изменения напряжения в обмотке якоря машины постоянного тока при разомкнутой обмотке возбуждения. Часть потока, которая соответствует совокупности высших гармонических (примерно 57%), затухает очень быстро, что отвечает формуле (313). Остальная часть затухает с постоянной времени $T_{w1} \approx 0,45$ сек. Постоянная времени вихревых токов составляет примерно 0,1—0,5 сек.

Обозначим через d общую высоту неизолированных проводников обмотки возбуждения. Тогда $Q_{E, Cu} = b l_K$ и $l_E \approx 2(b_K + l_p)$. При этом получаем следующее отношение между обеими постоянными:

$$\frac{T_{w1}}{T_e} \approx \frac{\rho_{Cu} b_K}{\pi^2 \rho_{Fe} d} \cdot \frac{2(1 + l_p / b_K)}{b_K / l_p + l_p / b_K}. \quad (1039)$$

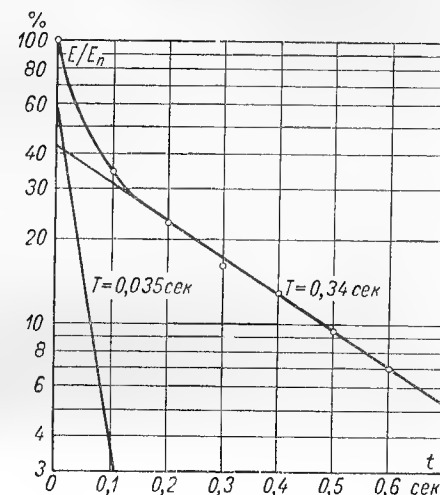


Рис. 293. Кривая затухания напряжения якоря машины постоянного тока при отключении возбуждения.

При $l_p/b_K > 1$ второй сомножитель здесь составляет примерно 2,2, а отношение $\rho_{Cu}/\rho_{Fe} \approx 0,1$. В результате получаем следующее выражение для отношения постоянных времени:

$$\frac{T_{W1}}{T_E} \approx 0,022b_K/d. \quad (1039a)$$

Постоянная времени вихревых токов массивного полюсного сердечника тем больше, чем уже катушки обмотки возбуждения и чем больше размеры сердечника полюса. Поэтому в турбогенераторах данная постоянная максимальна.

Для массивного ярма нельзя вывести достаточно простого соотношения между обеими постоянными времени. Однако из уравнения (1038б) следует, что постоянная времени вихревых токов зависит не только от отношения l_j/δ_j , но и в значительной мере от формы сечения ярма. Так, например, при $b_j/h_j = 10$ эта постоянная в десять раз меньше, чем при $b_j/h_j = 1$.

Постоянную времени обмотки возбуждения называют часто по аналогии с синхронными машинами постоянной холостого хода или постоянной времени при разомкнутой цепи якоря. У асинхронных машин холостому ходу соответствует условный режим с синхронной скоростью вращения, так как при этом обмотка ротора может быть разомкнута без каких-либо изменений режима. Эту постоянную времени обозначают индексом 0.

Магнитный поток состоит из суммы основного потока и потока рассеяния. При наличии вихревых токов в массивных частях различают переходную постоянную времени согласно уравнению

$$T'_{d0} \approx T_E (1 + \sigma_E) + T_{W1}$$

и сверхпереходную постоянную времени согласно уравнению (1030)

$$T''_{d0} \approx \frac{\sigma_{EW} T_E (1 + \sigma_E) T_{W1}}{T_E (1 + \sigma_E) + T_{W1}},$$

где σ_E — коэффициент рассеяния обмотки возбуждения; σ_{EW} — коэффициент рассеяния между этой обмоткой и контурами вихревых токов. Переходную постоянную обмотки возбуждения можно приближенно выразить через реактивные и активные сопротивления:

$$T_E \approx T'_{d0} \approx \frac{X_{hd} + X_{2\sigma}}{\omega_1 R_2}.$$

в) Постоянная времени обмотки якоря машины постоянного тока

В машине постоянного тока с обмоткой якоря сцеплено несколько потоков. Для определения постоянной времени рассмотрим эти потоки более подробно. Наибольшим из них является попереч-

ный поток, который проходит по полюсным наконечникам. Кроме того, с обмоткой якоря сцеплены также потоки рассеяния и коммутующий поток. Определим сначала постоянную времени поперечного потока.

Распределение поперечного потока в пространстве представлено на рис. 294, а. Максимум индукции на краю полюсного наконечника

$$B_m = \frac{\mu_0 A b}{2\delta} [\text{вб/м}^2]. \quad (1040)$$

Характер распределения этого потока аналогичен распределению пазового потока рассеяния (рис. 294, б), причем эквивалентное число витков в катушке в таком пазу

$$\omega_\tau = z/8ap.$$

Пренебрежем потоком в междуполюсном пространстве; тогда с поперечным потоком (рис. 294, а, б) сцеплена только часть витков ω_τ эквивалентного паза, равная

$$S = \omega_\tau \frac{b}{\tau} = \frac{zb}{8ap\tau}. \quad (1041)$$

Этот поток почти полностью сцеплен с обмоткой якоря, но его влияние невелико, так как одновременно с ним, но в противоположном направлении проходит коммутующий поток. Индуктивность коммутующего потока будем относить к индуктивности обмотки якоря. Данный поток направлен иначе, чем поток якоря, причем направление намотки витков всегда иное, чем у обмотки якоря. Исходя из этого, обе индуктивности можно складывать арифметически. Величину индуктивности коммутующего потока оценим ниже, сначала же рассмотрим только поток под полюсными наконечниками.

Предположим, что полюсные наконечники шихтованные, вследствие чего вихревые токи можно не учитывать. Индуктивность вычислим по формуле

$$L_a = pqS^2 \cdot 2\mu_0 l_p \lambda_N, \quad (1042)$$

которая справедлива для индуктивности фазы обмотки якоря [см. уравнение (734а)]. Отметим, что в данном случае число витков в фазе $\omega = bz/8a\tau$, число пазов на полюс и фазу $q = 2$, проводимость $\lambda_N = b/6\delta$, число проводников в пазу $S = \omega/pq = zb/8ap\tau$. Подставляя эти величины в предыдущую формулу для L_a , получаем:

$$L_a = \frac{\mu_0}{24} \left(\frac{z}{c}\right) \left(\frac{b}{\tau}\right)^3 \frac{\tau l_p}{\rho\delta} [\text{гН}], \quad (1043)$$

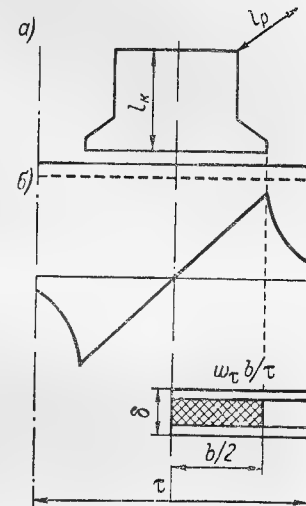


Рис. 294. Кривая распределения поперечного поля машины постоянного тока (а); эквивалентный паз (б).

где z — общее число проводников якоря; $c = 2a$ — число параллельных ветвей; L_a — в генри.

Постоянная времени

$$T_a = L_a / R_a \text{ [сек]}. \quad (1044)$$

Если наконечник полюса не шихтованный, а изготовлен вместе с сердечником из массивной стали, то тогда необходимо учесть контуры вихревых токов. Определим постоянную времени такого массивного полюса; согласно уравнению (1034), она должна быть прибавлена к постоянной времени обмотки. Исходя из эквивалентного паза (рис. 294, б), можно нарисовать новую эквивалентную схему (рис. 295, а). По этой схеме полный поток якоря проходит на высоте $b/3$, считая от основания паза, и занимает по высоте паза размер $b/6$. Массив, который заменяет сердечник в целом,

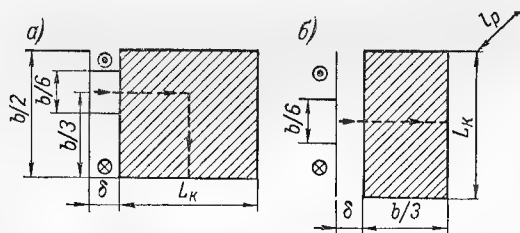


Рис. 295. Упрощенная физическая модель: а — для поля на рис. 294; б — для расчета постоянной времени вихревых токов.

показан справа. Вместе с тем эту схему можно свести к эквивалентной схеме на рис. 295, б. Ширина массива равна длине сердечника полюса l_K , а длина массива — $b/3$. Постоянную времени массивного полюса с учетом выражения (316) получаем равной

$$T_{w1} \approx \frac{\mu_0 b^2}{18 \pi r_{Fe} \delta} \cdot \frac{l_p}{l_K / l_p + l_p / l_K} \text{ [сек]}. \quad (1045)$$

Например, при $l_p = 0,5 \text{ м}$, $b = 0,3 \text{ м}$, $l_K = 0,2 \text{ м}$, $\delta = 0,005 \text{ м}$ и $\rho = 0,25 \cdot 10^{-6} \text{ ом} \cdot \text{м}$ постоянная времени массивного полюса

$$T_{w1} = \frac{0,4 \pi \cdot 10^{-6} \cdot 0,3 \cdot 0,09 \cdot 0,5}{18 \cdot \pi^2 \cdot 0,25 \cdot 10^{-6} \cdot 0,005 (2,5 + 0,4)} = 0,088 \text{ [сек]}.$$

Рассмотрим, на сколько увеличивается индуктивность обмотки якоря за счет полей рассеяния. Индуктивность пазового потока рассеяния [734а]

$$L_N = \frac{X_N}{2\pi f} = \frac{2\omega^2 \Lambda_N}{pq}. \quad (1046a)$$

Отметим, что $\omega = z/2c$, $q = N/2p$ и $\Lambda_N = \mu_0 l \lambda_N$; тогда выражение для индуктивности принимает вид:

$$L_N = \left(\frac{z}{c} \right)^2 \frac{\mu_0 l \lambda_N}{N} \text{ [гн]}. \quad (1046б)$$

Аналогично индуктивности потока рассеяния лобовой части

$$L_S = \frac{2}{p} \omega^2 \mu_0 l_S \lambda_S = \left(\frac{z}{c} \right)^2 \frac{\mu_0 l_S \lambda_S}{2p} \text{ [гн]}. \quad (1047)$$

Для того чтобы сделать выражение для индуктивности более наглядным, преобразуем соотношения (1046б) и (1047). Запишем выражение для z/c :

$$\frac{z}{c} = \frac{U_n}{2pnB_L b l} \text{ и } \frac{z}{c} = \frac{2p\tau A}{J_n}; \quad (1048a, б)$$

тогда

$$L_N = \frac{\mu_0 U_n}{pnJ_n} \cdot \frac{\tau p A \lambda_N}{bN B_L}; \quad (1049)$$

$$L_S = \frac{\mu_0 U_n}{pnJ_n} \cdot \frac{\tau l_S A \lambda_S}{b l B_L}; \quad (1050)$$

здесь U_n , J_n — номинальное напряжение и ток; n — скорость вращения, об/сек; A — линейная нагрузка, а/м; B_L — индукция в зазоре, вб/м²; l_S — длина лобовых соединений, м; l — длина якоря, м; λ_N , λ_S — проводимости пазового и лобового потоков рассеяния; N — число пазов.

Большинство величин в уравнениях (1049) и (1050) изменяются практически в узких пределах: $\tau/b \approx 1,5$; $N/p \approx 20$; $A/B_L \approx 1/300$; $l_S/l \approx 1$; $\lambda_N \approx 2$; $\lambda_S \approx 0,25$; тогда выражения для индуктивностей:

$$L_N \approx 0,00625 U_n / J_n p n; \quad (1049a)$$

$$L_S \approx 0,00785 U_n / J_n p n. \quad (1050a)$$

Аналогично преобразуем выражение (1038) с учетом уравнения (1048a) и следующих соотношений:

$$\tau/\delta = \kappa B_L / A; \quad (1051)$$

$$\frac{b}{\tau} A B_L = \frac{P_n}{\pi^2 n D^2 l} = \frac{P_n}{4 p^2 \tau^2 n l}; \quad (1052)$$

тогда индуктивность поля якоря

$$L_a = \left(\frac{b}{\tau} \right) \frac{U_n}{pnJ_n} \cdot \frac{\kappa \mu_0}{24}. \quad (1053)$$

Для приближенного расчета индуктивности можно принять $\kappa \approx 3 \cdot 10^6$; $b/\tau \approx 1,5$; получим:

$$L_a \approx 0,07 U_n / J_n p n. \quad (1053a)$$

Перейдем к расчету индуктивности коммутирующего потока. Для простоты рассмотрим только случай $p = 1$. Э. д. с. коммутирующей катушки

$$e = \frac{2(L_N + L_S)}{N} \cdot \frac{\Delta J}{\Delta t}. \quad (1054a)$$

Заметим, что $\Delta J = 2J_A$ и $\Delta t = b_{KZ}/v_a$, где b_{KZ} — ширина зоны коммутации; v_a — окружная скорость якоря; тогда э. д. с. коммутирующей катушки

$$e = \frac{4(L_N + L_S) J_n v_a}{N b_{KZ}} \quad (1054b)$$

Э. д. с. коммутирующего потока

$$e = 2v_a B_{LK} l = 2v_a \Phi_K / b_{KZ} = v_a L_K J_n / b_{KZ}. \quad (1055)$$

Учитывая, что э. д. с. поля рассеяния равна э. д. с. коммутирующего потока, из уравнений (1054b) и (1055) получаем:

$$L_K = 4(L_N + L_S)/N. \quad (1056a)$$

Практически коммутирующий поток, сцепленный с коммутирующей обмоткой, значительно больше, чем следует из последнего выражения; это объясняется большим рассеянием коммутирующего поля. Примем приближенно

$$L_K \approx 12(L_N + L_S)/N. \quad (1056b)$$

Учитывая, что обычно число пазов на пару полюсов составляет примерно $N = 20$, получаем:

$$L_K \approx 0,6(L_N + L_S). \quad (1056b)$$

Таким образом, индуктивность обмотки якоря, включая индуктивность поля рассеяния и дополнительных полюсов, равна

$$L_A \approx L_a + 1,6(L_N + L_S) \approx 0,093 U_n / J_n p n \text{ [гн]}. \quad (1057)$$

При наличии у машины компенсационной обмотки в последнее выражение следует включить также индуктивность полей рассеяния этой обмотки; вместе с тем для таких машин индуктивность поля якоря L_a должна быть исключена. Приближенно можно принять $L_{\text{ком}} \approx 0,7(L_N + L_S)$; тогда индуктивность обмотки якоря

$$L_A \approx 2,3(L_N + L_S) \approx 0,033 U_n / J_n p n \text{ [гн]}. \quad (1058)$$

В работе Уманского (Umansky) и Линвилля (Linville) [226] приведены опытные формулы для расчета индуктивности обмотки якоря. Они аналогичны выражениям (1057) и (1058), только коэффициенты у них соответственно равны 0,095 и 0,039. Таким образом, эти опытные формулы хорошо совпадают с приведенными нами. Соотношение (1057) также было проверено опытным путем. Результаты опытов показали, что оно может быть использовано для практических расчетов.

Обозначим через $\kappa = U_n / R_A J_n$ относительное падение напряжения в обмотке якоря, включая обмотку добавочных полюсов, а также переходное сопротивление щеток, а для машин с компенсационной обмоткой включим в U_n падение напряжения и в компенсационной обмотке; тогда для машины без компенсационной обмотки

$$T_A \approx (0,093 \div 0,033) \kappa / p n \text{ [сек]}. \quad (1059)$$

Для машины с компенсационной обмоткой

$$T_A \approx 2 \cdot \rho_A p n \text{ [сек]}. \quad (1059a)$$

Для примера рассмотрим мощный генератор постоянного тока с шихтованными полюсами со следующими данными: $n = 12,5$ об/сек, $p = 4$, $\kappa = 66,6$. Постоянная времени обмотки якоря при отсутствии компенсационной обмотки составляет: $T_A \approx 0,093 \times 66,6 / 4 \cdot 12,5 = 0,124$ сек, а при ее наличии $T_A \approx 0,04$ сек.

г) Постоянные времени продольного и поперечного полей синхронной машины при медленных изменениях режима (качаниях)

Свойства потока синхронной машины при качаниях ее ротора определяются постоянными времени продольного и поперечного полей. Для облегчения расчетов общий поток машины разлагают на продольную и поперечную составляющие. В режиме холостого хода или при номинальной нагрузке наличие обмотки якоря не оказывает существенного влияния на весь процесс. Сопротивление, которое соответствует нагрузке, достаточно велико и, следовательно, постоянная обмотки якоря мала; обычно этой постоянной можно пренебречь. Однако постоянными времени обмотки возбуждения и демпферной, а также контуров вихревых токов пренебречь нельзя. Обе эти обмотки, как и контуры вихревых токов, замкнуты практически накоротко и поэтому оказывают влияние на характер магнитного потока.

Процесс затухания продольного потока определяется в основном постоянной времени обмотки возбуждения. Расчет постоянной времени этой обмотки был приведен в § 2,6 гл. 15. Эта постоянная обычно составляет 3–15 сек. Результирующая постоянная времени продольного потока больше постоянной обмотки возбуждения за счет влияния демпферной обмотки и контуров вихревых токов, соответствующих основному полю; однако это влияние сравнительно мало.

Затухание поперечного потока определяется постоянной времени демпферной обмотки, а для массивных полюсов — также и постоянными контуров вихревых токов. Следует отметить, что постоянные времени демпферной обмотки, соответствующие продольному и поперечному потокам, различны; это же относится и к постоянным контурам вихревых токов.

Перейдем к расчету постоянной времени этих контуров для случая, когда полюсы массивные. Для того чтобы получить простые соотношения, необходимо сделать ряд упрощающих предположений. Поэтому результаты расчета следует рассматривать лишь как приближенные; особенно это относится к постоянной для поперечного потока.

Рассмотрим сначала продольное поле явнополюсной синхронной машины. Для расчета постоянной можно использовать выражение (316), однако предварительно магнитный поток по продольной оси, распределенный в зазоре синусоидально, следует заменить эквивалентным потоком с постоянной индукцией B_K . Площадь занимаемая этим эквивалентным потоком, должна быть равна площади поперечного сечения массивного сердечника полюса $b_K l_p = b_K l$.

Условие равенства обоих потоков имеет следующий вид:

$$B_L \beta \cdot 2\tau/\pi = B_K b_K, \quad (1060a)$$

где $B_L \beta = B_1$ — амплитуда основного поля в зазоре. Далее, намагничивающая сила действительного зазора машины δ_0 и эквивалентного зазора δ также должны быть равны:

$$B_L \delta_0 = B_K \delta; \quad (1060б)$$

отсюда эквивалентный зазор

$$\delta = \delta_0 \frac{\pi b_K}{2\beta\tau}. \quad (1061)$$

Постоянная времени продольного поля

$$T_{zd} = \frac{2\mu_0 l_K \beta \tau}{\pi^3 \delta_0 \rho_{Fe}} \cdot \frac{l}{b_K/l + l/b_K} [\text{сек}]. \quad (1062)$$

Индекс 0 при постоянных времени здесь опущен.

Например, при $b_K = l_K = 0,20 \text{ м}$, $\delta_0 = 0,01 \text{ м}$, $\tau = l = 0,5 \text{ м}$, $\beta = 1$ и $\rho_{Fe} = 0,2 \cdot 10^{-6} \text{ ом} \cdot \text{м}$ эта постоянная равна

$$T_{zd} = \frac{0,8\pi \cdot 10^{-6} \cdot 0,2 \cdot 1 \cdot 0,5 \cdot 0,5}{\pi^3 \cdot 0,01 \cdot 0,2 \cdot 10^{-6} (2,5 + 0,4)} = 0,70 [\text{сек}].$$

При выводе соотношения для постоянной времени поперечного потока примем, что половина основного потока проходит через сердечник полюса в поперечном направлении. На рис. 296 эта часть основного потока заштрихована. В действительности небольшая часть потока проходит еще через полюсный наконечник (у середины полюса), лишь частично нагружая сердечник полюса. Однако эта часть потока невелика. Влияние полей высших гармонических также невелико, ибо они замыкаются через полюсный наконечник и не проходят по сердечнику. Заменяем основную гармоническую поперечного поля эквивалентным полем с постоянной индукцией B . Обозначим амплитуду основной гармонической B_q ,

эквивалентный зазор для основной гармонической поперечного потока δ_q , для потока с постоянной индукцией δ . Условие равенства обоих потоков имеет следующий вид:

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{2}{\pi} \tau B_q = B l_K, \quad (1063a)$$

а равенства намагничивающих сил зазора:

$$B \delta = B_q \delta_q. \quad (1063б)$$

Если предположить, что намагничивающие силы по поперечной и продольной осям равны, то

$$B_q \delta_q = B_1 \delta_0, \quad (1064)$$

где B_1 — амплитуда главного поля по продольной оси.

Из уравнений (1063a и б) получаем выражение для эквивалентного зазора:

$$\delta = \delta_0 \frac{\pi l_K}{\tau k_q}. \quad (1065)$$

Постоянная времени поперечного потока

$$T_{zq} = \frac{\mu_0 b_K \tau k_q}{2\pi^3 \delta_0 \rho_{Fe}} \cdot \frac{l}{l_K/l + l/l_K}; \quad (1066)$$

здесь $k_q = B_q/B_1$ — коэффициент поля реакции якоря по поперечной оси.

Для примера, приведенного выше, при $k_q = 0,45$ постоянная времени поперечного потока

$$T_{zq} = \frac{0,4\pi \cdot 10^{-6} \cdot 0,2 \cdot 0,5 \cdot 0,45 \cdot 0,5}{2\pi^3 \cdot 0,01 \cdot 0,2 \cdot 10^{-6} (2,5 + 0,4)} = 0,08 [\text{сек}].$$

Таким образом, постоянная поперечного потока значительно меньше (примерно в 10 раз), чем постоянная продольного потока; это объясняется неодинаковой величиной зазора для того и другого полей.

Для неявнополюсных машин отличие в конструкции ротора по продольной и поперечной осям несущественно с точки зрения расчета постоянных времени. Поэтому постоянные времени продольного и поперечного потоков практически равны. Для вывода выражения постоянной времени заменим цилиндрический ротор неявнополюсной машины эквивалентным, у которого поперечное сечение — квадрат со стороной $\Delta \approx a \approx D/\sqrt{2}$, $b = l$ и $\delta = 2\delta_0$ (рис. 297); тогда постоянную времени можно вычислить, используя уравнение (317):

$$T_{zq} \approx T_{zd} \approx \frac{D^2 \mu_0}{4 \sqrt{2} \pi^2 \rho_{Fe} \delta_0} \cdot \frac{l}{l/D + D/2l}. \quad (1067)$$

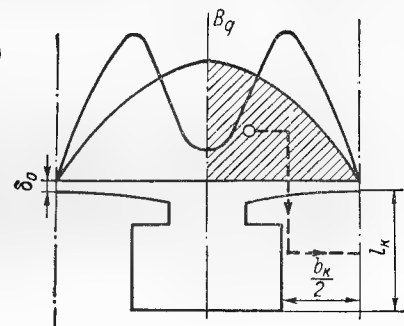


Рис. 296. Определение постоянной времени поперечного поля.

У двухполюсных машин $l \gg D$; поэтому постоянная времени практически не зависит от длины ротора. Приближенно можно считать:

$$T_{3q} \approx T_{3d} \approx \frac{D^3 \mu_0}{4 \sqrt{2} \pi^2 \delta_0 \rho_{Fe}}. \quad (1067a)$$

Вычислим постоянные времени для турбогенератора со следующими данными: $D = 1$ м; $\delta_0 = 0,04$ м; $\rho_{Fe} = 0,25 \cdot 10^{-6}$ ом·м. По предыдущей формуле получаем:

$$T_{3q} \approx T_{3d} \approx \frac{0,4 \pi 10^6}{4 \sqrt{2} \pi^2 \cdot 0,04 \cdot 0,25 \cdot 10^{-6}} = 2,25 \text{ [сек]}.$$

Постоянная времени поперечного потока может быть определена также опытным путем. Угол ϕ между внутренней э. д. с. ротора и напряжением на зажимах машины практически пропорционален падению напряжения в обмотке статора, вызванному поперечным полем и рассеянием обмотки статора. Если внезапно отключить от сети нагруженную машину, то поля рассеяния также внезапно исчезнут и, следовательно, угол ϕ внезапно уменьшится на величину ϕ_σ . Однако угол $\phi - \phi_\sigma$, соответствующий поперечному полю, будет уменьшаться медленно, с постоянной этого поля. Отношение обеих постоянных времени составляет, как было указано в §5 гл. 4, примерно $1/10 - 1/30$. Вместе с тем доля полей высших гармонических значительно больше, чем это

получается теоретически при расчетах для массивной стали, и составляет 34%. Это объясняется, во-первых, тем, что постоянную для ротора строго нельзя вычислять как для тела с квадратным сечением (рис. 297), во-вторых, тем, что при расчете не учтен дополнительный демпфирующий контур, образованный роторными клиньями и бандажными кольцами.

Для машины с шихтованными полюсами постоянные времени обоих потоков определяются в основном демпферной обмоткой. Будем считать, что по всем стержням демпферной обмотки проходит один и тот же ток, а также что зазор машины постоянен и равен примерно $1,5\delta_0$. Тогда распределение потока вдоль половины полюсного деления аналогично распределению поперечного потока рассеяния паза по высоте. Если пренебречь потоком в полюсном окне, то можно считать, что индуктивности для продоль-

ного и поперечного потоков равны. Запишем выражения для индуктивного и активного сопротивлений:

$$\lambda_N = b/2 \cdot 3 \cdot 1,5\delta_0 = b/9\delta_0; \quad L = \mu_0 \left(\frac{N}{4p} \right) \frac{bl}{9\delta_0}; \quad (1068)$$

$$R = \rho_{Cu} \frac{Nl}{4pq_S}; \quad (1069)$$

отсюда постоянная времени

$$T_{3d} = T_{3q} = \frac{L}{R} = \frac{\mu_0 N q_S b}{32 \rho_{Cu} p \delta_0}; \quad (1070)$$

здесь N — число пазов демпферной обмотки; q_S — сечение стержня демпферной обмотки, м². При этом мы не учли сопротивления короткозамыкающих колец. При учете этого сопротивления по-

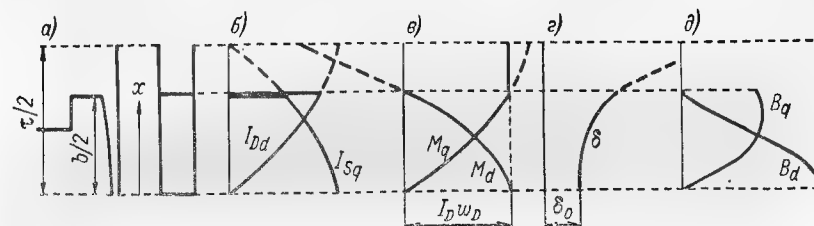


Рис. 298. Явнополюсная машина с демпферной обмоткой (а); распределение тока в демпферной обмотке при низкой частоте (б); распределение н. с. (в); величина зазора (г); распределение индукции (д).

стоянная времени уменьшается, так как оно прибавляется к сопротивлению стержней. Такая поправка нужна лишь для расчета постоянной времени поперечного потока, ибо длина короткозамыкающих колец в полюсном окне достаточно велика.

Вычислим постоянные времени для машины со следующими данными:

$$N/p = 12; \quad \delta_0 = 0,01 \text{ м}; \quad b = 0,333 \text{ м}; \quad q_S = 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2; \quad \rho_{Cu} = 0,02 \cdot 10^{-6} \text{ ом} \cdot \text{м};$$

$$T_{3d} = T_{3q} = \frac{0,4 \pi \cdot 10^{-6} \cdot 12 \cdot 2,5 \cdot 10^{-4} \cdot 0,333}{32 \cdot 0,02 \cdot 10^{-6} \cdot 0,01} = 0,196 \text{ [сек]}.$$

Если же необходимо вычислить постоянные времени точнее, то следует учесть действительное распределение тока между стержнями демпферной обмотки и неравномерность зазора. При низкой частоте распределение тока с заданной точностью может быть выражено отрезками синусоиды [33], как показано на рис. 298, б. Намагничивающая сила для продольного поля на участке между

поверхностями статора и ротора на расстоянии x от середины полюса равна

$$M(x) = J_S \omega \frac{\cos \pi x / \tau - \cos \pi b / 2\tau}{1 - \cos \pi b / 2\tau}, \quad (1071)$$

а напряженность поля

$$H(x) = \frac{J_S \omega}{\delta_0} \frac{(\cos \pi x / \tau - \cos \pi b / 2\tau) \cos \pi x / \tau}{1 - \cos \pi b / 2\tau}, \quad (1072)$$

где $J_S \omega$ — полный ток половины полюса.

Индуктивность демпферной обмотки под половиной полюса мы вычислим, исходя из магнитной энергии в зазоре:

$$L_d = \frac{\mu_0 l}{2} \int_0^{b/2} H^2 dv = \frac{\mu_0 l \tau}{2\pi \delta_0} \left(\frac{N}{4p} \right)^2 \times \\ \times \frac{\frac{3}{2} \sin \pi b / 2\tau + \frac{1}{6} \sin 3\pi b / 2\tau - \pi b / 2\tau \cos \pi b / 2\tau}{(1 - \cos \pi b / 2\tau)^2}; \quad (1073)$$

здесь $J_S = 1$; $\omega = N/4p$; $dv = \delta_0 dx / \cos \pi x / \tau$ при $b/\tau = 2/3$. Уравнение можно упростить:

$$L_d = \frac{l \tau}{\delta_0} \left(\frac{N}{4p} \right)^2 \cdot 10^{-9} [\text{гН}]. \quad (1074)$$

Учитывая выражение (1069) для активного сопротивления, получаем уравнение для расчета постоянной времени продольного потока:

$$T_{3d} = L/R = 0,5 \frac{N \tau q_S \cdot 10^{-7}}{2p \delta_0 \rho_{Cu}} [\text{сек}]. \quad (1075)$$

Для примера, рассмотренного выше, эта постоянная равна

$$T_{3d} = \frac{12 \cdot 0,5 \cdot 2,5 \cdot 10^{-4} \cdot 10^{-7}}{4 \cdot 0,01 \cdot 0,02 \cdot 10^{-6}} = 0,19 \text{ сек.}$$

Индуктивность поперечного поля определяется потоком как под полюсом, так и в полюсном окне. Запишем выражения намагничивающей силы и напряженности для потока под полюсом:

$$M(x) = J_S \omega \frac{\sin \pi x / \tau}{\sin \pi b / 2\tau}; \quad (1076)$$

$$H(x) = \frac{J_S \omega}{\delta_0} \cdot \frac{\sin \pi x / \tau \cos \pi x / \tau}{\sin \pi b / 2\tau}. \quad (1077)$$

Индуктивность

$$L'_q = \frac{l \mu_0}{2} \int_0^{b/2} H^2 dv = \frac{l \mu_0 \tau}{6\pi \delta_0} \left(\frac{N}{4p} \right)^2 \sin \pi b / 2\tau. \quad (1078)$$

Запишем выражение для напряженности в полюсном окне:

$$H(x) = \frac{J_S \omega}{\delta_0} \cos \pi x / \tau. \quad (1079)$$

Соответственно индуктивность

$$L''_q = \frac{l \mu_0}{3} \int_{b/2}^{\tau/2} H^2 dv = \frac{l \mu_0 \tau}{2\pi \delta_0} \left(\frac{N}{4p} \right)^2 (1 - \sin \pi b / 2\tau). \quad (1080)$$

Общая индуктивность поперечного поля

$$L_q = L'_q + L''_q = \left(\frac{N}{4p} \right)^2 \frac{l \mu_0 \tau}{2\pi \delta_0} \left(1 - \frac{2}{3} \sin \pi b / 2\tau \right). \quad (1081)$$

При $b/\tau = 2/3$ уравнение можно упростить:

$$L_q = 0,422 \left(\frac{N}{4p} \right)^2 \frac{l \mu_0 \tau}{2\pi \delta_0}; \quad (1082)$$

тогда выражение для постоянной времени

$$T_{3q} = L_q/R_q = 0,422 \frac{\mu_0 N \tau q_S}{8\pi p \delta_0 \rho_{Cu}} [\text{сек}]. \quad (1083)$$

Для того же примера эта постоянная равна

$$T_{3q} = 0,422 \frac{0,4\pi \cdot 10^{-6} \cdot 12 \cdot 0,5 \cdot 2,5 \cdot 10^{-4}}{8\pi \cdot 0,01 \cdot 0,02 \cdot 10^{-6}} = 0,16 \text{ сек.}$$

Если учесть активное сопротивление короткозамыкающих колец, то постоянная времени будет еще меньше.

У турбогенераторов иногда роль демпферной обмотки выполняет контур, образованный клиньями и бандажными кольцами ротора. Положение стержней демпферной обмотки по отношению к середине полюса здесь иное, чем у явнополюсных машин. Индуктивность по продольной оси можно вычислить из соотношения, аналогичного (10686):

$$L_d \approx \mu_0 l \left(\frac{N}{4p} \right)^2 \left(\frac{b}{6\delta} + \frac{\tau - b}{2\delta} \right), \quad (1084)$$

где b — обмотанная часть полюсного деления. Здесь тоже принято, что ток в отдельных стержнях демпферной обмотки распределяется равномерно. При $b/\tau = 2/3$ это выражение можно упростить

$$L_d = \frac{\mu_0 l \tau}{\delta_0} \left(\frac{N}{4p} \right)^2 \frac{5}{18}; \quad (1085)$$

тогда постоянная времени

$$T_{3d} = \frac{\mu_0 N q_S \tau}{\rho_{Cu} p \delta} \cdot \frac{5}{72} [\text{сек}]. \quad (1086)$$

Соответственно для поперечной оси можно получить следующее выражение для индуктивности:

$$L_q \approx \mu_0 l \left(\frac{N}{4p} \right)^2 \frac{b}{6\delta} \approx \frac{\mu_0 l \tau}{9\delta} \left(\frac{N}{4p} \right)^2 \quad (1087)$$

для постоянной времени

$$T_{3q} = \frac{\mu_0 N q_s \tau}{\rho_{Cu} p \delta} \cdot \frac{1}{36} [\text{сек}].$$

д) Постоянная времени синхронной машины при мгновенных изменениях режима (коротком замыкании)

При наличии успокоительной обмотки по продольной оси и разомкнутой статорной обмотке переходный процесс будет протекать соответственно двум постоянным времени:

$$T_1 = T_{2d0}; \quad T_2 = T_{3d0} \text{ и } \sigma_{13} = \frac{(X_{hd} + X_{2\sigma})(X_{hd} + X_{3\sigma}) - X_{hd}^2}{(X_{hd} + X_{2\sigma})(X_{hd} + X_{3\sigma})}. \quad (1088) \quad (1089) \text{ и } (1090)$$

Воспользуемся уравнениями (1030а и б):

$$T' = T_{2d0} + T_{3d0} = \frac{(X_{hd} + X_{2\sigma})R_3 + (X_{hd} + X_{3\sigma})R_2}{\omega_1 R_2 R_3} \approx \approx \frac{X_{hd} + X_{2\sigma}}{\omega_1 R_2} = T'_{d0}; \quad (1091)$$

$$T'' = \frac{\sigma_{13} T_{2d0} T_{3d0}}{T_{2d0} + T_{3d0}} = \frac{X_{hd}(X_{2\sigma} + X_{3\sigma})}{\omega_1 R_3 (X_{hd} + X_{2\sigma}) + \omega_1 R_2 (X_{hd} + X_{3\sigma})} \approx \approx \frac{1}{\omega_1 R_3} \left(X_{3\sigma} + \frac{X_{hd} X_{2\sigma}}{X_{hd} + X_{2\sigma}} \right) = T''_{d0}. \quad (1093)$$

Здесь T'_{d0} носит название переходной, а T''_{d0} — сверх-переходной постоянной холостого хода: $T_{2d0} = T_E$ — собственная постоянная времени обмотки возбуждения, т.е. при разомкнутых статорной и успокоительной обмотках. Она отличается лишь немногим от переходной постоянной холостого хода; T_{3d0} — собственная постоянная времени успокоительной обмотки, т.е. при разомкнутых обмотках статора и возбуждения. Индекс 0 при T'_{d0} и T''_{d0} указывает на то, что обмотка статора разомкнута, индекс d — на продольную ось.

По поперечной оси находится только успокоительная обмотка; ее постоянная времени

$$T'_{q0} = \frac{X_{hq} + X_{3\sigma}}{\omega_1 R_3}. \quad (1094)$$

При внезапном коротком замыкании в переходном процессе принимают участие главным образом три составляющие тока соответственно с тремя постоянными времени. Четвертая составляющая, двойной частоты, обычно мала, и ею можно пренебречь.

Согласно уравнению (1003) сверхпереходная постоянная времени при коротком замыкании будет:

$$T''_d \approx T_{3d0} \left(\sigma + \frac{\sigma_1 \sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2} \right), \quad (1095)$$

переходная согласно уравнению (1001):

$$T'_d = T_{2d0}(\sigma_1 + \sigma_2) + T_{3d0}(\sigma_1 + \sigma_2) \approx T_{2d0}(\sigma_1 + \sigma_2). \quad (1096)$$

Эти постоянные времени могут быть определены также согласно уравнениям (1096), (1000) и (1001), если учесть, что короткозамкнутая статорная обмотка уменьшает поток в воздушном зазоре до величины $X_{hd}X_{1\sigma}/(X_{hd} + X_{1\sigma}) \approx X_{1\sigma}$. Если в уравнениях (1000) и (1001) заменить реактивное сопротивление его уменьшенным значением, то получим:

$$T'_d = \frac{1}{\omega_1 R_2} \left(X_{2\sigma} + X_{1\sigma} \frac{X_{hd}}{X_{hd} + X_{1\sigma}} \right) = \frac{X'_d}{\omega_1 R_2} \approx \frac{X_{1\sigma} + X_{2\sigma}}{\omega_1 R_2}; \quad (1097)$$

$$T''_d = \frac{1}{\omega_1 R_3} \left(X_{3\sigma} + \frac{X_{1\sigma} X_{2\sigma} X_{hd}}{X_{1\sigma} X_{2\sigma} + X_{2\sigma} X_{hd} + X_{1\sigma} X_{hd}} \right) \approx \frac{1}{\omega_1 R_3} \times \times \left(X_{3\sigma} + \frac{X_{1\sigma} X_{2\sigma}}{X_{1\sigma} + X_{2\sigma}} \right). \quad (1098)$$

Переходные процессы по поперечной оси описываются постоянными времени T'_q и T''_q . Их значения определяются из уравнений (1089а и б), если сопротивление X_{hd} заменить X_{hq} и положить $X_{2\sigma} = \infty$; тогда

$$T'_q = \infty; \quad (1099)$$

$$T''_q = \frac{1}{\omega_1 R_3} \left(X_{3\sigma} + \frac{X_{1\sigma} X_{hq}}{X_{1\sigma} + X_{hq}} \right) \approx \frac{1}{\omega_1 R_3} (X_{1\sigma} + X_{3\sigma}). \quad (1100)$$

В общем случае сопротивления по продольной и поперечной осям могут быть не равны. Для упрощения это обстоятельство здесь не учтено, хотя не представляет трудностей учесть и его.

У турбогенераторов с массивной бочкой ротора переходный ток состоит из многих составляющих с соответствующими

постоянными времени. Для изучения этого вопроса отсылаем к специальной литературе (например, Е. Я. Казовский «Переходные процессы в электрических машинах переменного тока», АН СССР, 1962).

Если почему-либо желательно сложный переходный процесс с двумя составляющими тока и двумя постоянными времени приблизительно заменить более простым процессом с одной составляющей и одной постоянной времени, то это возможно лишь тогда, когда одна составляющая и ее постоянная времени (I_2, T_2) значительно меньше других (I_1, T_1). Эквивалентная постоянная времени T найдется из уравнения

$$\int_0^{\infty} (I_2 e^{-t/T_2} + I_1 e^{-t/T_1}) dt = \int_0^{\infty} I e^{-t/T} dt \quad (1101)$$

как

$$T = T_1 \frac{I_2 + I_1 T_1 / T_2}{I_1 + I_2} \quad (1102)$$

Так, у турбогенератора с $I_1 = 0,7I$, $T_1 = 1,7$ сек и $T_2 = 0,65$ сек эквивалентная постоянная времени будет

$$T = 1,7 (0,7 + 0,3 \cdot 0,65 / 1,7) = 1,38 \text{ сек.}$$

Вычислим постоянные времени для гидрогенератора со следующими данными: $T_2 = 5$ сек, $T_{3d} = 0,3$ сек; $\sigma_1 = 0,13$; $\sigma_2 = 0,15$ и $\sigma_3 = 0,04$; полюсы шихтованные; ротор с демпферной обмоткой. По формулам (1095) и (1096) получаем:

$$T'_d \approx 5 \cdot 0,28 + 0,3 \cdot 0,17 = 1,45 \text{ сек;}$$

$$T''_d \approx 0,3 (0,04 + 0,13 \cdot 0,15 / 0,28) = 0,033 \text{ сек;}$$

это соответствует постоянным выполненным машин (табл. 45).

Таблица 45

Постоянные времени синхронных машин, сек

Наименование	T_a	T'_{d0}	T'_d	T''_d
Турбогенераторы:				
200 Мва	0,31	6,4	0,93	0,11
50 »	0,40	4,9	0,85	0,11
2 »	0,25	5	0,65	0,05
Генераторы с явновыраженными полюсами:				
1 Мва/полюс	0,1	5	1,4	0,02
0,1 » »	0,3	2,2	0,65	0,03
0,01 » »	0,4	1,3	0,3	0,04

Вычислим еще постоянные времени для турбогенератора: $D = 1,0$ м; $l = 1,650$ м; $\delta = 0,021$ м.

По формуле (1067а) получаем:

$$T_{3d} \approx \frac{0,65^3 \cdot 0,4\pi \cdot 10^{-6}}{4 \sqrt{2\pi \cdot 0,021 \cdot 0,25 \cdot 10^{-6}}} = 1,2 \text{ сек;} \quad (1103)$$

при $T_{2d} = 6,5$ сек, $\sigma_1 = 0,10$, $\sigma_2 = 0,05$ и $\sigma_3 = 0,015$

$$T'_d \approx 6,5 \cdot 0,15 + 1,2 \cdot 0,015 = 1,16 \text{ сек.}$$

При испытании турбогенератора было получено $T'_d = 0,5$ сек, что хорошо совпадает с расчетом.

Согласно уравнению (1016) для симметричной машины получаем:

$$T_a = \frac{X''_d}{\omega_1 R_1}; \quad (1104)$$

здесь X''_d — сверхпереходные сопротивления; R_1 — сопротивление обмотки статора для токов прямой системы. Это сопротивление из-за добавочных потерь примерно на 20—30% выше, чем сопротивление постоянному току.

Для несимметричной машины будет

$$T_a = \frac{2X''_d X''_q}{\omega_1 R_1 (X''_d + X''_q)}. \quad (1105)$$

Для рассматриваемого турбогенератора сверхпереходная постоянная времени

$$T'_d \approx 1,2 \left(0,015 + \frac{0,10 \cdot 0,05}{0,15} \right) = 0,058 \text{ сек.}$$

Третья составляющая тока возникает благодаря магнитному потоку, неподвижному относительно статора. Процесс затухания этого поля определяется в основном активным сопротивлением статора и индуктивностью рассеяния между обмоткой статора и эквивалентным контуром, состоящим из обмотки возбуждения и демпферной. Величина этой индуктивности рассеяния определяет также и максимум переходной составляющей тока короткого замыкания.

Вычислим постоянную времени T_a для турбогенератора со следующими параметрами: $x''_d = x''_q = 0,13$; $r = 0,005$. По формуле (1092)

$$T_a = \frac{0,13}{2\pi \cdot 50 \cdot 0,005} = 0,08 \text{ сек.}$$

е) Постоянные времени асинхронных машин

В асинхронных машинах при расчете переходных процессов используются две постоянные времени (см. § 2 гл. 15). Первая из них определяет процесс затухания поля, неподвижного

относительно обмотки статора. Она определяется индуктивностью рассеяния σL_1 и активным сопротивлением обмотки статора R_1 :

$$T_{\sigma 1} = \frac{\sigma L_1}{R_1}. \quad (1106)$$

Вторая постоянная времени определяет процесс затухания поля обмотки ротора:

$$T_{\sigma 2} = \frac{\sigma L_2}{R_2}. \quad (1107)$$

Так как статор и ротор симметричны, то обе постоянные времени практически равны:

$$T_{\sigma 1} \approx T_{\sigma 2} \approx T_{\sigma}. \quad (1108)$$

На рис. 299 представлена ориентировочная зависимость постоянной времени T_{σ} от мощности машины. Величина T_{σ} , полученная из опыта, примерно на 15—30% меньше расчетной. Эта постоянная времени T_{σ} определяет процессы затухания потока в машине при вращении с большой скоростью. Для заторможенной машины должны использоваться другие постоянные (см. § 2 гл. 15):

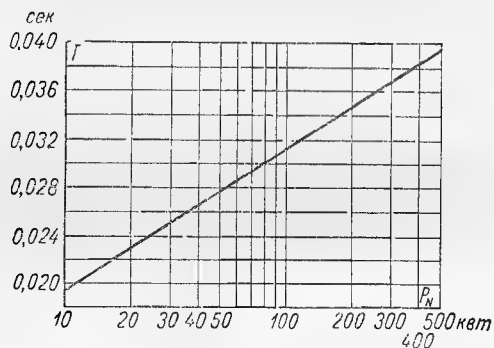


Рис. 299. Постоянные времени асинхронных машин.

Постоянная T_{012} определяет процесс затухания главного поля и тока намагничивания; она значительно больше T_{σ} . Постоянная $T_{\sigma 2}$ определяет процесс затухания полей рассеяния и свободного тока; она примерно вдвое меньше T_{σ} , так как $L_1 - L_h \approx L_2 - L_h \approx L_2 \sigma / 2$.

Если асинхронная машина с короткозамкнутым ротором отключается от сети, то ее поле затухает с постоянной времени

$$T_{012} = \frac{L_2}{R_2} \approx \frac{T_{012}}{2}; \quad (1111)$$

эта постоянная порядка 0,1—0,5 сек.

Для расчета переходных процессов асинхронных машин используется главное реактивное сопротивление рассеяния, при-

чем влияние первого на величину тока незначительно. Почти весь переходный ток состоит из одной составляющей.

У двигателей с двойной клеткой или сильным вытеснением тока нужно ожидать, по аналогии с синхронной машиной, что ток содержит сверхпереходную составляющую [221а, 219а]. Очень просто определяются оба реактивных сопротивления в случае включения в сеть или короткого замыкания машины, вращающейся с синхронной скоростью. Переходное реактивное сопротивление имеет при этом величину порядка сопротивления рассеяния, а сверхпереходное сопротивление — порядка реактивного сопротивления короткого замыкания [219а].

ГЛАВА СЕМНАДЦАТАЯ

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ СИЛЫ

При преобразовании электрической энергии в механическую в электрической машине возникают различные электродинамические силы. Эти силы действуют на детали электрической машины. Для того чтобы механические нагрузки могли выдерживаться в допустимых границах, необходимо правильно определять величину электродинамических сил. Ниже мы более детально ознакомимся с их расчетом.

1. АКСИАЛЬНЫЕ СИЛЫ

Аксиальная сила возникает при несимметричном положении или при конической форме ротора. В нормальных машинах появление этой силы, ввиду дополнительной нагрузки на подшипники, в большинстве случаев нежелательно. Однако из-за того, что небольшая асимметрия при монтаже машины неизбежна, приходится всегда считаться с более или менее значительной аксиальной силой. В специальных электродвигателях аксиальный сдвиг ротора используется для торможения. Здесь, в противоположность нормальной машине, желательна как можно большая аксиальная сила, и поэтому ротору придают коническую форму (рис. 304).

Аксиальные силы, вызванные сдвигом ротора из симметричного положения, противодействуют этому сдвигу. Они стремятся привести ротор снова в симметричное положение. Иным образом ведет себя аксиальная сила лобовых частей обмотки, которую мы рассмотрим в § 4,е настоящей главы. Она действует обычно в направлении сдвига и стремится его еще больше увеличить.

Значительно меньшей, чем аксиальная сила электромагнитного происхождения, может являться аксиальная сила, вызванная вентилятором. Она возникает, однако, только при осевой

вентиляции, если при этом вентилятор установлен с одной стороны. Практическое значение эти силы имеют лишь у крупных быстроходных машин с подшипниками скольжения.

а) Силы при несимметричном положении ротора (ротор без вентиляционных каналов)

Рассмотрим сперва случай, когда длины статора и ротора равны между собой. Магнитную энергию при симметричном положении ротора определяем по размерам машины и индукции в воздушном зазоре по уравнению

$$W_s = \int_0^{\pi D} \frac{b^2 dV}{2\mu_0} \quad [\text{см} \cdot \text{сек}], \quad (1112)$$

где $dV = \delta l dy$ — элемент объема; δ — величина воздушного зазора, м; l — длина стали, м; dy — продольный элемент вдоль окружности якоря; D — диаметр расточки; b — значение индукции в данной точке, вб/м². При переменном токе получаем

$$\int_0^{\pi D} b^2 dy = \frac{\pi}{2} DB_L^2, \quad (1113)$$

где B_L — максимальное значение индукции в воздушном зазоре. Магнитная энергия в воздушном зазоре при этом составляет:

$$W_s = \frac{\pi D l \delta B_L^2}{4\mu_0} \quad [\text{см} \cdot \text{сек}]. \quad (1114)$$

Колебания поля в воздушном зазоре из-за наличия пазов повышают магнитную энергию. Однако ввиду того, что здесь получается относительно небольшая поправка, попытаемся максимально упростить расчет. Если предположить, что эти колебания вызываются синусоидальным полем с амплитудой $k_c = 1$, то повышение магнитной энергии пропорционально выражению $(k_c - 1)^2 \cdot B_L^2$. Энергия в воздушном зазоре будет при этом составлять:

$$W_s = \frac{\pi D l \delta [1 + (k_c - 1)^2] B_L^2}{4\mu_0} \quad [\text{см} \cdot \text{сек}]. \quad (1114a)$$

Магнитную энергию в стали учитывать не будем ввиду того, что она имеет, как правило, незначительную величину.

При сдвиге ротора из симметричного положения энергия изменяется. Обозначим через λ уменьшение индуктивности при сдвиге:

$$\lambda = L/L_s. \quad (1115)$$

Далее, при переменном токе можно с достаточной точностью принять, что магнитный поток в воздушном зазоре остается не-

изменным и независимым от положения ротора. Для работающей машины это справедливо только при пренебрежении активным сопротивлением статора и реактивным сопротивлением рассеяния, что практически вполне допустимо. Индукция в воздушном зазоре определяется при этом напряжением сети, уменьшенным на падение напряжения в активном и реактивном сопротивлениях статора. В случае заторможенного асинхронного двигателя индукция воздушного зазора обуславливается не полным напряжением, а только его частью, равной $U_n Z_2 / (Z_1 + Z_2)$, где Z_1 — полное сопротивление статора, а Z_2 — полное сопротивление ротора. Ввиду того, что эти оба сопротивления по сравнению с главным реактивным сопротивлением X_h незначительны, величина упомянутых частичных напряжений практически не зависит от положения ротора. То же самое справедливо и для величины потока в воздушном зазоре. Следует, однако, учитывать, что утверждение о независимости потока от положения ротора в обоих случаях верно только при не слишком большом сдвиге ротора (не более чем на одну четверть длины якоря). Если же ротор очень далеко выдвигается из расточки статора, то начинает отчетливо проявляться влияние активного и реактивного сопротивлений статора и поток уменьшается. Практически ротор никогда не выдвигается из статора больше чем на одну четверть его длины, так что наше предположение является вполне справедливым. Таким образом, если

$$\Phi = LJ = L_s J_s = \text{const},$$

то

$$J = J_s L_s / L \text{ и}$$

$$W = \frac{1}{2} LJ^2 = W_s / \lambda. \quad (1116)$$

Коэффициент уменьшения индуктивности может быть либо рассчитан посредством конформных отображений [60], либо установлен экспериментальным путем с помощью электрических моделей [69, 232]. Кучера (Kučera) [231] рассчитал не величину λ , а отношение

$$\frac{d(\lambda - 1)}{dx} = -\frac{2}{\pi l} \arctg \frac{x}{\delta}, \quad (1117)$$

откуда

$$\lambda = 1 - \frac{2x}{\pi l} \arctg \frac{x}{\delta} + \frac{\delta}{\pi l} \ln \left[1 + \left(\frac{x}{\delta} \right)^2 \right]. \quad (1118)$$

При больших смещениях ротора ($x \gg \delta$) поле вне воздушного зазора играет меньшую роль, и поэтому им можно пренебречь. Для этого случая получаем:

$$\lambda \approx 1 - x/l; \quad (1117a)$$

$$\frac{d\lambda}{dx} \approx -\frac{1}{l}. \quad (1118a)$$

Аксиальную силу сдвига ротора рассчитывают по изменению магнитной энергии посредством формулы

$$F = - \frac{dW}{dx} = - \frac{W_s}{\lambda^2} \cdot \frac{d\lambda}{dx} [\mu] \quad (1119)$$

и с учетом (1114) и (1118а) по формуле

$$F = \frac{[1 + (k_c - 1)^2] \delta D B^2}{2\mu_0 \lambda} \operatorname{arctg} \frac{x}{\delta} [\mu]. \quad (1120)$$

Сила по (1120) в симметричном положении ($x = 0$) равна нулю и возрастает со сдвигом ротора. Вначале возрастание происходит быстро, а затем, когда достигается $\operatorname{arctg} x/\delta \approx \pi/2$, становится более медленным (в соответствии с $1/\lambda^2$). Изменение аксиальной силы при не слишком больших сдвигах определяется в основном отношением $d\lambda/dx$.

В случае постоянного тока интеграл $\int b^2 dy$ не может быть выражен таким простым выражением, как при переменном токе [см. (1113)]. В большинстве случаев он составляет:

$$\int_0^{\pi D} b^2 dy = (0,52 \div 0,57) \pi D B_L^2. \quad (1121)$$

Максимальное значение индукции при постоянном токе не изменяется, так как ток возбуждения определяется только активным сопротивлением. Сила, которая обусловливается изменением магнитной энергии, в этом случае составляет:

$$F = - \frac{dW}{dx} = - W_s \frac{d\lambda}{dx} = \frac{0,55 D l \delta [1 + (k_c - 1)^2] B_L^2}{2\mu_0} \cdot \frac{d\lambda}{dx} [\mu], \quad (1122)$$

или в практических единицах аналогично (1120):

$$F \approx \frac{D l \delta [1 + (k_c - 1)^2] B_L^2}{\pi \mu_0} \operatorname{arctg} x/\delta. \quad (1122a)$$

Если длина статора и ротора неодинакова, например при разнице на $2l''$, то (1117) и (1118) необходимо выразить в виде полусуммы двух функций с аргументом $(x - l'')/\delta$ и соответственно $(x + l'')/\delta$. Таким образом,

$$\frac{d(\lambda - 1)}{dx} = - \frac{1}{\pi l} \left(\operatorname{arctg} \frac{x - l''}{\delta} + \operatorname{arctg} \frac{x + l''}{\delta} \right); \quad (1123)$$

$$\lambda = 1 - \frac{x - l''}{\pi l} \operatorname{arctg} \frac{x - l''}{\delta} - \frac{x + l''}{\pi l} \operatorname{arctg} \frac{x + l''}{\delta} + \frac{\delta}{2\pi l} \ln \left[1 + \left(\frac{x - l''}{\delta} \right)^2 \right] \left[1 + \left(\frac{x + l''}{\delta} \right)^2 \right]. \quad (1124)$$

Уравнения (1117) и (1118) представляют собой частный случай (1123), (1124) для $l'' = 0$. Значения величин $l \frac{d\lambda}{dx}$ и $(1 - \lambda) l/\delta$ в зависимости от отношения x/δ , рассчитанные для различных значений l''/δ по (1123) и (1124), приведены на рис. 300 и 301. Затем с помощью этих кривых можно определить для каждого отдельного случая значения λ и $d\lambda/dx$. Изменение λ/dx выражает в основном и величину силы при различных положениях ротора.

В то время как при больших сдвигах величина силы от разности длин $2l''$ не зависит, при малых сдвигах это положение меняется. Чем больше $2l''$, тем меньшими становятся силы.

Если из особых соображений, например для разгрузки подшипника, желательно уменьшить аксиальную силу вблизи симметричного положения, то машину следует выполнить с различной длиной статора и ротора. В практически изготавливаемых конструкциях эти две длины никогда не бывают точно одинаковыми.

Кроме того, пакеты активной стали в статоре и роторе всегда несколько сдвинуты относительно друг друга, причем величина и направление сдвигов изменяются вдоль окружности ротора. Поэтому в положении, которое мы называем симметричным, имеются местные аксиальные силы, которые, однако, взаимно уничтожаются. При сдвиге из симметричного положения возникает аксиальная сила, по величине и характеру изменения равная силе при неодинаковых длинах статора и ротора ($l'' > 0$).

Поэтому аксиальная сила у машин с одинаковой длиной статора и ротора также не будет изменяться по теоретической кривой для $l'' = 0$ и ее действительная кривая изменения будет несколько более пологой.

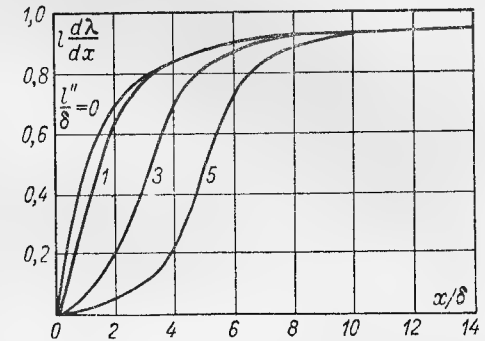


Рис. 300. Значения $l d\lambda/dx$ в зависимости от отношения x/δ при различных значениях l''/δ . Кривые одновременно выражают изменение аксиальной силы в зависимости от сдвига ротора.

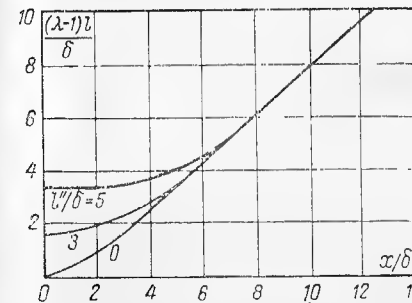


Рис. 301. Значения $(1 - \lambda) l/\delta$ для машин без вентиляционных каналов в зависимости от отношения x/δ .

б) Силы, вызываемые вентиляционными каналами

Если статор и ротор имеют вентиляционные каналы, которые расположены точно друг против друга, то при сдвиге ротора из симметричного положения также возникает аксиальная сила. Расчет этой силы производится по (1119), но только с другими значениями λ и $d\lambda/dx$.

Кучера (Кисега) произвел их расчет с известными упрощениями [231]. Бредфорд (Bradford) и Руди (Rhudy) определили их с помощью электрических моделей [232]. Разница между теми и другими результатами невелика; приводим на рис. 302 и 303 найден-

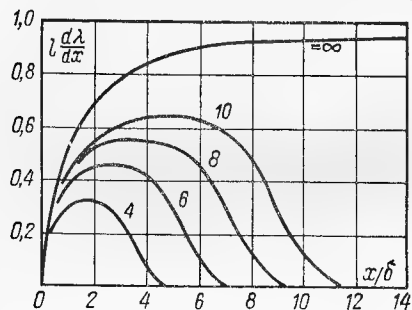


Рис. 302. Значения $l d\lambda/dx$ в зависимости от отношения x/δ при различных значениях l/δ для машины с одним вентиляционным каналом. Кривые одновременно выражают изменение аксиальной силы в зависимости от сдвига ротора. l — длина пакета ($l = l'$).

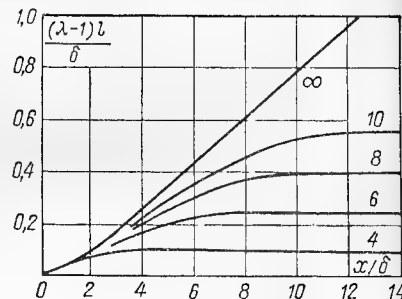


Рис. 303. Значения $(1-\lambda)l/\delta$ для машины с одним вентиляционным каналом. l — длина пакета ($l = l'$).

ные экспериментальным путем значения $l d\lambda/dx$ и $(1-\lambda)l/\delta$ для различных ширин вентиляционных каналов l_v (точнее

говоря, l_v/δ) в зависимости от сдвига ротора x/δ .

Характер изменения силы, показанный на рис. 302, отличается от изменения силы в машине без каналов ($l_v/\delta = 0$). При $x = 0$ сила имеет нулевое значение, затем со сдвигом x возрастает, достигает максимальной величины и снова падает. Максимальное значение зависит от ширины канала; оно всегда меньше силы в машине без каналов. Рис. 302 справедлив только для одного канала. Если имеется несколько каналов, то сила соответственно увеличивается.

В практически выполняемых конструкциях каналы статора и ротора располагаются не точно друг против друга. Вследствие этого получается не только более пологая кривая изменения силы, но и уменьшается ее максимальное значение. Теоретические значения практически никогда не достигаются.

в) Силы в случае конического ротора

Для некоторых специальных электродвигателей, в противоположность нормальным двигателям, желательно получить как можно большую аксиальную силу. Эту силу используют для осво-

бождения тормоза. Повышение аксиальной силы достигается за счет применения конического ротора, который вводится в расточку статора, имеющую также коническую форму [233]. Ввиду этого при сдвиге ротора изменяется не только активная длина машины, но и ширина воздушного зазора. При угле конусности α , практически всегда небольшом, ширина воздушного зазора составляет:

$$\delta_x = \delta + \alpha x, \quad (1125)$$

где δ — ширина воздушного зазора при симметричном положении, причем статор и ротор расположены точно друг против друга.

Для расчета силы можем снова воспользоваться (1119). Отношение λ определим путем простого рассуждения и, не претендуя на абсолютную точность, по (1118). Для этой цели в (1118) величину воздушного зазора δ необходимо заменить на δ_x по (1125). Далее следует учесть, что из-за переменной ширины воздушного зазора индуктивность изменяется пропорционально отношению δ/δ_x . Таким образом,

$$\lambda \approx \frac{\delta}{\delta + \alpha x} \left\{ 1 - \frac{2x}{\pi l} \arctg \frac{x}{\delta + \alpha x} + \frac{\delta + \alpha x}{\pi l} \ln \left[1 + \left(\frac{x}{\delta + \alpha x} \right)^2 \right] \right\}, \quad (1126)$$

а отсюда

$$\frac{d(\lambda - 1)}{dx} \approx - \frac{\delta}{(\delta + \alpha x)^2} \left[\alpha + \frac{2\delta}{\pi l} \arctg \frac{x}{\delta + \alpha x} \right]. \quad (1127)$$

Для приближенных расчетов при не очень больших сдвигах ротора и если, кроме того, $\alpha \geq 2^\circ$, уравнения (1126) и (1127) можно упростить:

$$\lambda \approx \delta/(\delta + \alpha x); \quad (1126a)$$

$$\frac{d(\lambda - 1)}{dx} \approx - \frac{\alpha \delta}{(\delta + \alpha x)^2}. \quad (1127a)$$

Аксиальная сила при этом будет составлять:

$$F \approx \pi [1 + (k_c - 1)^2] D l \alpha B_L^2 / 4 \mu_0 [H]. \quad (1128)$$

В противоположность цилиндрическому ротору, здесь аксиальная сила действует и при симметричном положении. Дальнейшее увеличение силы при сдвиге ротора зависит от величины угла α . Практически он, как правило, больше 2° , причем в (1127) основное значение имеет первый член, так что вторым членом можно пренебречь. Сила будет увеличиваться очень незначительно. Для этого случая справедливо также (1128).

При переменном токе сила возрастает очень мало. Здесь тоже справедливо (1128). В случае постоянного тока при сдвиге ротора изменяется также и индукция. Для каждого положения ротора необходимо по (1125) определить воздушный зазор, а затем с его

помощью индукцию B_L . При выдвинутом роторе индукция, а следовательно, и сила имеют наименьшую величину. При вдвигании ротора сила увеличивается пропорционально B_L^2 .

Аксиальная сила при переменном токе показана для цилиндрического ротора на рис. 304 (кривая I). Опытом проверялось только

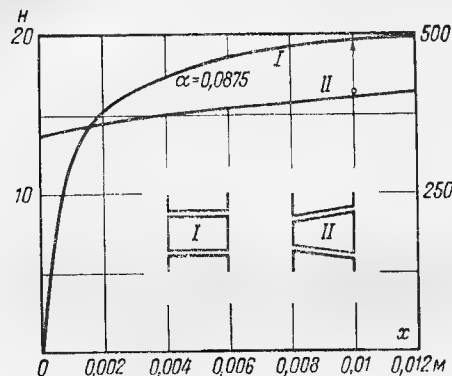


Рис. 304. Аксиальная сила при цилиндрическом (I) и при коническом (II) роторе. Ординаты кривой II следует умножить на 25.

г) Силы, вызванные скосом пазов

Эта сила может быть легко определена по обычной касательной силе, которая соответствует вращающему моменту электродвигателя ($F_t = 2M/D$) и углу скоса $\beta = b/l$; она следует из уравнения

$$F_a = F_t \operatorname{tg} \beta = F_t b/l. \quad (1129)$$

Эта сила от положения ротора относительно статора не зависит и пропорциональна вращающему моменту электродвигателя.

На рис. 305 показана аксиальная сила, которая была измерена при пуске синхронного фазокомпенсатора 75 Мва, 750 об/мин. Расчетный пусковой момент был $M_a = 32\,500$ н·м,

а асинхронный опрокидывающий момент $M_K = 91\,000$ н·м. Диаметр ротора $D = 2,5$ м, $\operatorname{tg} \beta = 0,0233$. Отсюда аксиальная сила в состоянии покоя равна $0,0233 \cdot 32\,500/2,5 = 610$ н и максимальная величина силы при пуске $0,0233 \cdot 91\,000/2,5 = 1700$ н.

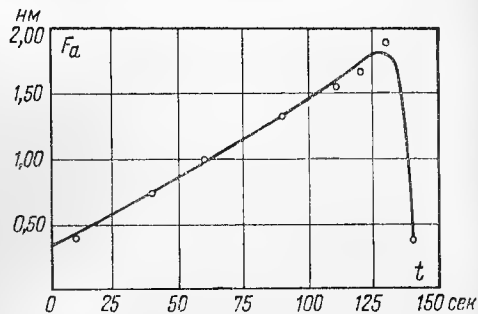


Рис. 305. Измеренные значения аксиальной силы вследствие скоса пазов при пуске компенсатора 75 Мва, 750 об/мин.

Разница между измеренной и расчетной величинами в состоянии покоя объясняется, вероятно, различными погрешностями измерения, так как вследствие трения и других факторов данные измерений были недостаточно точными.

2. РАДИАЛЬНЫЕ СИЛЫ

Радиальные силы могут вызываться различными причинами. Некоторые из них можно предотвратить при условии правильной разработки проекта машины, например радиальные силы полюсов гармонических; другие же неизбежны, например сила вследствие веса ротора или силы в результате синусоидального распределения вращающегося поля, прилагаемые в $2p$ точках окружности якоря.

Существует еще одна сила, которую избежать невозможно, а именно магнитное тяжение из-за эксцентричного положения ротора. Эта сила достигает значительной величины и играет важную роль при расчете подшипников и вала.

а) Радиальные силы при симметричном положении ротора

При симметричном поле и равномерном воздушном зазоре сила притяжения между статором и ротором распределена равномерно вдоль окружности якоря по $\sin^2 x$ -й функции. Эта сила складывается из постоянной во времени силы и силы, изменяющейся пропорционально двойной частоте. В некоторых местах (под серединами полюсов) эта сила вдвое больше средней величины радиальной силы. Максимальная величина силы, которую рассчитываем, исходя из магнитной энергии по уравнению (1112), составляет:

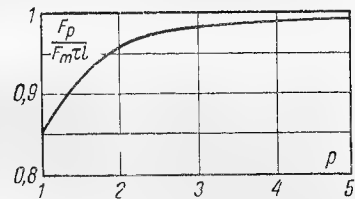


Рис. 306. Отношение F_p/F_m в зависимости от p .

$$\hat{F} = -\frac{dW_s}{d\delta} = -\frac{B_L^2 [1 + (k_c - 1)^2]}{2\mu_0} \approx 0,4B_L^2 \cdot 10^6 \text{ [н/м}^2\text{]}, \quad (1130)$$

а ее средняя величина

$$F_m = \frac{\hat{F}}{2} \approx 0,2B_L^2 \cdot 10^6 \text{ [н/м}^2\text{]}. \quad (1131)$$

Распределение силы вдоль воздушного зазора будет дано уравнением

$$F = F_m (1 - \cos 2\pi x/\tau). \quad (1132)$$

Если надо вычислить силу, действующую на определенном участке, то нужно произвести суммирование, учтя при этом

направления силы. Результирующая сила на протяжении полюсного деления будет:

$$F_p = l \int_0^{\tau} F \cos \frac{\pi}{\tau} (x - \tau/2) dx. \quad (1133)$$

Интегрирование дает:

$$F_p = \frac{l\tau}{\pi} \cdot \frac{8p^3}{4p^3 - 1} \sin \frac{\pi}{2p} F_m. \quad (1134)$$

При $p = 1$ получаем:

$$F_p = \frac{8\tau}{3\pi} l F_m = 0,85 l F_m,$$

при $p = 2$

$$F_p = 0,96 \tau l F_m,$$

при $p = \infty$

$$F_p = \tau l F_m.$$

Отношение $F_p/F_m \tau l$ для различных значений p показано на рис. 306.

б) Одностороннее магнитное тяжение при эксцентричном положении ротора

Одностороннее магнитное тяжение при эксцентричном положении ротора можно определить на основании распределения магнитной индукции в воздушном зазоре. При небольших эксцентриситетах величина зазора (рис. 307) может быть принята по уравнению [232в]:

$$\delta(x, t) = \delta_0 \left[1 - \varepsilon \cos \left(\frac{\pi x}{\tau} - \omega_e t + \varphi_e \right) \right]; \quad (1135)$$

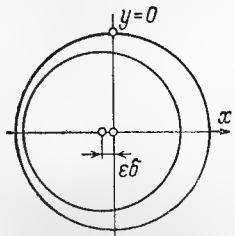


Рис. 307. Эксцентричное положение ротора.

здесь δ_0 — симметричный зазор; ε — относительный эксцентриситет (отнесенный к δ_0); $\omega_e = (1 - s) \omega_1/p$ — угловая скорость вращения точки эксцентриситета; φ_e фазовый угол между точкой эксцентриситета и вращающимся полем в начальный момент времени $t = 0$. При статическом эксцентриситете $\omega_e = 0$. Распределение индукции в зазоре будет:

$$b(x, t) = \frac{\delta_0}{\delta(x, t)} B_0 \cos \left(\frac{\pi x}{\tau} - \omega_1 t \right), \quad (1136)$$

причем B_0 — значение индукции в случае равномерного зазора.

Преобразование уравнения (1136) дает при $p = 1$ и пренебрежении униполярным потоком:

$$b(x, t) = B_0 \left\{ \rho_1 \cos \left(\frac{\pi x}{\tau} - \omega_1 t \right) + \frac{\varepsilon \rho_2}{2} \times \right. \\ \left. \times \cos \left[\frac{2\pi x}{\tau} - (\omega_1 + \omega_e) t + \varphi_e \right] \right\}. \quad (1137)$$

Помимо основного потока, при $p = 1$ образуется дополнительный четырехполюсный поток, пропорциональный величине эксцентриситета (рис. 308). Основной поток при скорости, отличающейся от синхронной, частично подавляется короткозамкнутой роторной обмоткой, что учитывается коэффициентом демпфирования ρ_1 ; при известных условиях дополнительный поток может также подавляться обмоткой возбуждения, что учитывается коэффициентом демпфирования ρ_2 . Оба эти коэффициента будут подробнее рассмотрены в п. «в» настоящего параграфа.

Радиальные силы определяются распределением величины $b^2(x, t)$, причем для одностороннего тяжения — только величиной двухполюсного поля, а именно

$$[b^2(x, t)]' = \frac{\rho_1 \rho_2 \varepsilon B_0^2}{2} \cos \left(\frac{\pi x}{\tau} - \omega_e t + \varphi_e \right). \quad (1138)$$

Одностороннее тяжение при учете направления отдельных сил и насыщения стали [коэффициент f (см. п. «г» данного параграфа)]

$$F = \frac{l f}{2\mu_0} \int_0^{2\tau} [b^2(x, t)]' \cos \frac{\pi x}{\tau} dx = \frac{\varepsilon \rho_1 \rho_2 f \pi D l B_0^2}{8\mu_0} \cos \omega_e t. \quad (1139)$$

При статическом эксцентриситете $\omega_e = 0$, и тяжение будет постоянным по величине и направлению. При динамическом эксцентриситете тяжение будет постоянным по величине, но вращающимся по направлению.

Для полноты добавим, что согласно старым представлениям одностороннее тяжение у двухполюсной машины было величиной пульсирующей (с двойной частотой) и с наибольшим значением согласно уравнению (1139). Ввиду отсутствия опытных данных еще нельзя точно сказать о поведении этой силы.

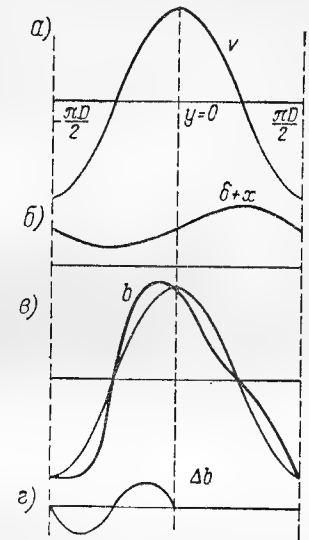


Рис. 308. а — изменение магнитной силы; б — величина воздушного зазора; в — изменение индукции; г — изменение дополнительной индукции.

У многополюсных машин ($p > 1$) получают два дополнительных вращающихся поля, одно с числом полюсов $2(p-1)$, другое с $2(p+1)$. Распределение индукции в зазоре дано уравнением

$$b(x, t) = B_0 \left\{ \rho_1 \cos \left(\frac{\pi x}{\tau} - \omega_1 t \right) - \frac{\varepsilon \rho_{e1}}{2} \cos \left[\frac{\pi x (p-1)}{p\tau} - (\omega_1 - \omega_e) t + \varphi_e \right] - \frac{\varepsilon \rho_{e2}}{2} \cos \left[\frac{\pi x (p+1)}{p\tau} - (\omega_1 + \omega_e) t + \varphi_e \right] \right\}. \quad (1140)$$

При возведении в квадрат значения индукции для определения одностороннего тяжения достаточен только один член, а именно:

$$[b^2(x, t)]' = B_0^2 \varepsilon \rho_1 \left[\frac{\rho_{e1} + \rho_{e2}}{2} \cos \left(\frac{\pi x}{p\tau} - \omega_e t + \varphi_e \right) \right]. \quad (1141)$$

Одностороннее тяжение будет:

$$F = \frac{l_f}{2\mu_0} \int_0^{2p\tau} [b^2(x, t)]' \cos \frac{\pi x}{p\tau} dx = \frac{\varepsilon \rho_1 (\rho_{e1} + \rho_{e2}) f \pi D l B_0^2}{8\mu_0} \cos \omega_e t. \quad (1142)$$

При $\rho_1 = \rho_{e1} = \rho_{e2}$ одностороннее тяжение многополюсной машины в два раза больше, чем двухполюсной.

в) Коэффициенты демпфирования

Коэффициент демпфирования поля ρ_1 имеет место при асинхронном ходе машины:

$$\rho_1 = \frac{R_2 + j s_e X_{2\sigma}}{R_2 + j s_e (X_{1\sigma} + X_{2\sigma})}. \quad (1143)$$

При заторможенном роторе он равен примерно 0,5, постепенно увеличивается при разгоне и вблизи синхронной скорости достигает единицы.

Коэффициент ρ_e двухполюсной машины относится к четырехполюсному дополнительному полю, которое вращается с угловой скоростью $\omega_1 + \omega_e$ относительно статора. Это поле не может вызвать токов в двухполюсной статорной или роторной обмотке без параллельных ветвей, а равно и в обмотке возбуждения синхронной машины. Напротив, в короткозамкнутой клетке или в обмотках с параллельными ветвями и укороченным шагом возникают напряжения и уравнительные токи с частотой

$$s_e \omega_1 = \omega_e - \omega_1 (1 - 2s). \quad (1144)$$

При статическом эксцентриситете ($\omega_e = 0$)

$$s_e \omega_1 = \omega_1 (1 - 2s), \quad (1144a)$$

а при динамическом

$$s_e \omega_1 = s \omega_1. \quad (1144б)$$

Величина коэффициента демпфирования находится для короткозамкнутой клетки согласно уравнению (369):

$$\rho_e \approx \frac{R_2 + j s_e X_{2\sigma}}{R_2 + j s_e (X_{h2}/2 + X_{2\sigma})}. \quad (1145)$$

где $X_{2\sigma}$ и X_{h2} — индуктивные сопротивления двухполюсной машины. Для четырехполюсной машины $X_{2\sigma}$ остается почти тем же, зато X_{h2} уменьшается наполовину, как это и указано в уравнении (1145). Для других обмоток уравнение (1145) остается в силе. Нужно только поставить соответствующие значения активных и индуктивных сопротивлений, учитывая изменение обмоточных коэффициентов.

В многополюсной машине ($p > 1$) возникают два дополнительных поля с числом полюсов $p \pm 1$, которые вращаются с угловой скоростью $\omega_1 \pm \omega_e$ относительно статора. Эти поля вызывают уравнительные токи как в статорной, так и в роторной обмотках, если они выполнены с параллельными ветвями, а равно и в короткозамкнутой клетке. Частота этих уравнительных токов

$$s_e \omega_s = (\omega_1 \pm \omega_e) - \frac{p \pm 1}{p} \omega_1 (1 - s). \quad (1146)$$

В случае статического эксцентриситета,

$$s_e \omega_1 = \left(1 \pm \frac{1-s}{p} \right) \omega_1, \quad (1146a)$$

а в случае динамического

$$s_e \omega_1 = s \omega_1. \quad (1147)$$

Величина коэффициента демпфирования поля при короткозамкнутой обмотке будет:

$$\rho_{e1,2} \approx \frac{R_2 + j s_e X_{2\sigma}}{R_2 + j s_e \left(\frac{p}{p \pm 1} X_{2h} + X_{2\sigma} \right)}. \quad (1148)$$

Для других обмоток также действительно уравнение (1148), если для активных и индуктивных сопротивлений подставить соответствующие значения.

г) Влияние насыщения стали

Насыщение стали учитывается коэффициентом $f = \operatorname{tg} \gamma / \operatorname{tg} \gamma_a$, где γ — угол наклона кривой намагничивания при рассматриваемой индукции $B = \rho_1 B_0$, а γ_a — начальный угол наклона этой же кривой, т. е. без насыщения. У ненасыщенной машины $f = 1$, у машин с насыщением $f < 1$.

Обозначим через B_0 и μ_0 индукцию и намагничивающую силу при холостом ходе. При этом для ненасыщенной части кривой намагничивания (рис. 309)

$$\operatorname{tg} \gamma_a = \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{B_0}{M_0}, \quad (1149)$$

где αM_0 — та часть намагничивающей силы, которая получается на прямолинейной части кривой намагничивания при $B_0 = \text{const.}$ Кривая намагничивания может быть с практической достаточной точностью выражена уравнением

$$\frac{M}{M_0} = \alpha \frac{B}{B_0} + (1 - \alpha) \left(\frac{B}{B_0} \right)^m, \quad (1150)$$

причем показатель степени m , как показывает опыт, колеблется от 6 до 9. Из (1150) путем дифференцирования получаем:

$$\frac{d(B/B_0)}{d(M/M_0)} = \frac{1}{\alpha + m(1 - \alpha)(B/B_0)^{m-1}}, \quad (1151)$$

откуда

$$f = \frac{\alpha}{\alpha + m(1 - \alpha)(B/B_0)^{m-1}}. \quad (1152)$$

Рис. 309. Определение вспомогательной величины γ по кривой намагничивания.

Радиальная сила может быть выражена в зависимости от индукции уравнением

$$F = F_{un} f (B/B_0)^2 = F_{un} \zeta, \quad (1153)$$

где F_{un} обозначает ту силу, которая имела бы место без насыщения ($f = \alpha = 1$) на холостом ходу ($B = B_0$). Коэффициент ζ выражает уменьшение силы вследствие насыщения.

Если напряжение машины повышается от нуля до номинального, то индукция принимает последовательно все значения от нуля до B . Сила изменяется при этом в соответствии с кривой по рис. 310. Вследствие насыщения сила может становиться на холостом ходу (а практически и в номинальном режиме) меньше максимальной величины, которая имеет место при определенной индукции. Так как индукция любой машины во время процесса включения проходит через эту критическую величину ($0 > B > B_0$), то при расчетах на прочность учитывается не сила на холостом ходу, а ее максимальное значение во время включения. Сила F_{un} в (1153) может быть очень просто определена по (1145а) (с $B = B_0$ и $f = 1$). Теперь рассчитаем только величину ζ :

$$\zeta = \frac{\alpha (B/B_0)^2}{1 + m(1 - \alpha)(B/B_0)^{m-1}}. \quad (1154)$$

Максимальное значение возникает при

$$(B/B_0)^{m-1} = \frac{2\alpha}{m(m-3)(1-\alpha)}$$

и составляет:

$$\zeta_{\max} = \frac{\left[\frac{2\alpha}{m(m-3)(1-\alpha)} \right]^{\frac{2}{m-1}}}{1 + 2/(m-3)}. \quad (1155)$$

Величина $\zeta_{\max}$ показана для различных значений α в зависимости от показателя степени m на рис. 311. Бросается в глаза, что эта величина при довольно сильно изменяющихся значениях

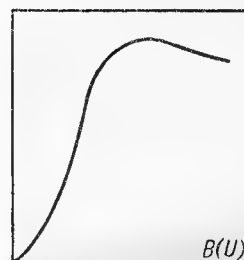


Рис. 310. Изменение радиальной силы в зависимости от индукции (напряжения).

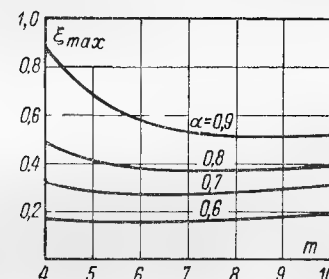


Рис. 311. Величина $\zeta_{\max}$ в зависимости от показателя степени m .

$\alpha = 0,5 \div 0,75$ и $m = 6 \div 10$ колеблется в относительно узких пределах. В среднем ее можно принять равной 0,35.

На одном четырехполюсном короткозамкнутом двигателе при $D = 0,65$ м, $l = 0,9$ м, $B_0 = 1,0$ вб/м² и эксцентриситете $\epsilon = 0,1$ одностороннее тяжение было измерено при различных условиях работы. Результаты измерения представлены в табл. 46.

Обмотка статора была выполнена так, что можно было получить последовательное включение всех ветвей, а также включение с двумя и четырьмя параллельными ветвями. За основную величину тяжения принято теоретическое значение при $\rho_1 = \rho_{s1} = \rho_{s2} = f = 1$ (первая строка в таблице). Во второй строке находится измеренное значение при заторможенном роторе и питании постоянным током. Из сравнения с первой строкой находим коэффициент $f = 0,52$, что соответствует значению по кривой намагничивания. В третьей строке даны значения при холостом ходе двигателя. Из сравнения видно сильное демпфирующее действие короткозамкнутой клетки, а также и параллельных ветвей статорной обмотки. Из сравнения второй и третьей строк находим сумму демпфирующих коэффициентов $\rho_{s1} + \rho_{s2} = 0,47 \div 0,33$.

Одностороннее тяжение было также измерено при заторможенном роторе. Оно вначале увеличивалось пропорционально квадрату напряжения, затем увеличение стало все меньше и меньше, тяжение достигло наибольшего значения (примерно при $\frac{1}{2}$ на-

Таблица 46

Одностороннее тяжение (n) при эксцентриситете ротора в 10%

Тяжение	Включение ветвей обмотки статора		
	последовательное	две параллельных ветви	четыре параллельных ветви
Расчетное	36 500	—	—
Измеренное при заторможенном роторе и питании постоянным током	—	—	19 000
Измеренное при холостом ходе	4 500	3700	3250
Измеренное при заторможенном роторе и $U \approx 0,5U_N$ (наибольшее значение)	8 400	6600	5 600

пряжения) и стало медленно уменьшаться (ср. рис. 310). Наибольшее тяжение при последовательном соединении ветвей обмотки, $\rho_{e1} + \rho_{e2} = 0,47$ и $\xi_{\max} \approx 0,3$ (из рис. 311 соответственно $\alpha = 0,67$) найдем согласно уравнению (1153):

$$F_{\max} = 3650 \cdot 0,47 \cdot 0,3 = 5150n.$$

При измерениях было получено 8400 n , т. е. гораздо большее значение. Объяснение этой разницы, к сожалению, не было найдено.

д) Расчет радиальной силы с учетом практических условий

Величина радиальной силы зависит от схемы статорной обмотки. Если обмотка имеет параллельные ветви и они включены таким обра-

зом, что в них протекают уравнивающие токи, то сила уменьшается. Уравнивающий ток в большей или меньшей мере компенсирует разницу между магнитными потоками различных полюсов. Это уравнивание, а вместе с тем и уменьшение силы зависит от схемы соединения и числа параллельных ветвей, а также от величины реактивного сопротивления рассеяния обмотки [235].

В настоящее время, по возможности, применяются обмотки, в которых никаких уравнивающих токов не возникает. Такими обмотками являются: обмотки без параллельных ветвей, двухслойные обмотки с двумя параллельными ветвями и обмотки, у которых каждая ветвь состоит из двух расположенных друг против друга и соединенных последовательно групп катушек. Для всех этих обмоток справедливо уравнение (1145). Если в них случайно произойдет размыкание одной ветви, то теоретически не возникает никакой радиальной силы, а практически возникает лишь небольшая радиальная сила. Это обстоятельство, а также подтвержденная опытом эксплуатации спокойная работа электродвигателей сыграли решающую роль в широком применении

таких обмоток. В случае остальных обмоток со следующими друг за другом параллельными ветвями возникают, правда, меньшие радиальные силы при эксцентриситете, однако при размыкании одной из ветвей начинают действовать очень большие радиальные силы. Практически обычно пренебрегают действием уравнивающего тока и рассчитывают радиальную силу для этих обмоток также по (1145а).

Для того чтобы рассчитать величину радиальной силы, необходимо сперва определить величину эксцентриситета. Последнюю мы обозначаем через $e = \epsilon \delta$ [м].

Под действием веса ротора и нагрузки, создаваемой ременной передачей, происходит изгиб вала. Соответствующий сдвиг ротора обозначим через e_G . В зависимости от конструкции ротора он равен прогибу вала или меньше его. В случае малых машин, воздушный зазор которых после сборки не контролируется, приходится учитывать постоянный монтажный эксцентриситет $e_M \approx 0,25\delta$. Общий эксцентриситет в невозбужденном состоянии составляет $e_G + e_M$. У средних и крупных машин воздушный зазор проверяется после сборки в невозбужденном (неподвижном) состоянии. При этом эксцентриситет уменьшается приблизительно до $e_G + e_M \approx (0,1 \div 0,15) \delta$.

В возбужденной и вращающейся машине эксцентриситет еще больше увеличивается вследствие магнитного тяжения. Ввиду того, что сила зависит от неизвестной вначале величины общего эксцентриситета e (на ходу), сперва определяют фиктивный сдвиг ротора при эксцентриситете $e = 1$ см и обозначают его через e_1 . Действительный сдвиг ротора под влиянием магнитного тяжения равен ee_1 ; при этом получается уравнение

$$e = e_G + e_M + ee_1, \quad (1156)$$

откуда следует результирующий сдвиг (эксцентриситет) ротора в возбужденном состоянии (под напряжением):

$$e = \epsilon \delta = \frac{e_G + e_M}{1 - e_1}. \quad (1157)$$

Сдвиг ни в коем случае не должен превышать 50% величины воздушного зазора. Величину магнитного тяжения, которая имеет решающее значение для нагрузки на подшипники, определяют по (1145), а ϵ — по (1157).

е) Магнитное тяжение полюсов

При симметричном положении ротора относительно статора (т. е. без эксцентриситета) и симметричном возбуждении полюсов (т. е. без межвитковых замыканий) магнитное тяжение также распределяется симметрично вдоль окружности статора. В соответствии с синусоидальным распределением индукции воздушного зазора под полюсом распределение силы здесь пропорционально

квадрату синуса. Если сконцентрировать всю силу под серединой полюса, то ее величина будет выражаться (1133б). Сила направлена таким образом, что она притягивает полюс к якору. Эта сила всегда действует на статоре с величиной, определяемой (1133б). Кроме того, полюс подвергается действию других магнитных сил, так что результирующая сила может значительно отличаться от величины по (1133б) и при определенных условиях даже менять свое направление.

Полюс имеет обычно два воздушных зазора — один между полюсным башмаком и статором, который обозначим через δ_0 , и второй между сердечником полюса и ярмом ротора, который обозначим через δ_j (рис. 312). Сумма $\delta = \delta_0 + \delta_j$ является постоянной величиной. Магнитный поток, который проходит через одно

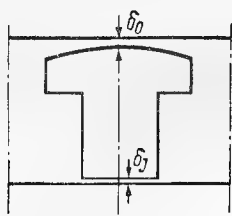


Рис. 312. Полюс и его воздушные зазоры.

полюсное деление, может проходить тремя путями со следующими проводимостями. Во-первых, весь поток должен пройти через воздушный зазор δ_j . При пренебрежении магнитным сопротивлением стали и при малых величинах воздушного зазора δ_j его проводимость составляет:

$$\Lambda_j = \frac{\mu_0 q_K}{\delta_j}, \quad (1158)$$

где $\mu_0 = 0,4\pi \cdot 10^{-6}$ гн/м, а q_K — сечение сердечника полюса.

После прохождения воздушного зазора δ_j поток делится на поток рассеяния с проводимостью Λ_σ и главный поток, который проходит через воздушный зазор δ_0 . Проводимость этого воздушного зазора составляет:

$$\Lambda_h = \frac{2\mu_0 \tau l}{\pi \delta_0}. \quad (1158a)$$

Результирующая проводимость для одного полюсного деления (Λ) определяется по зависимости

$$\frac{1}{\Lambda} = \frac{1}{\Lambda_j} + \frac{1}{\Lambda_h + \Lambda_\sigma}$$

и составляет:

$$\Lambda = \frac{\mu_0 q_K (\Lambda_\sigma \delta_0 / \mu_0 + 2\tau l / \pi)}{2\tau l \delta_j / \pi + \Lambda_\sigma \delta_0 \delta_j / \mu_0 + q_K \delta_0}. \quad (1159)$$

Далее введем обозначение коэффициента рассеяния через

$$\sigma = \Lambda_\sigma / \Lambda_h \quad (1160)$$

(при Λ_h , соответствующей воздушному зазору $\delta = \delta_0 + \delta_j$), а также отношения поперечных сечений через

$$\gamma = \pi q_K / 2\tau l \quad (1161)$$

и получим результирующую проводимость

$$\Lambda = \frac{2}{\pi} \mu_0 \tau l \frac{\gamma (1 + \sigma \delta_0 / \delta)}{\delta_j (1 + \sigma \delta_0 / \delta) + \gamma \delta_0}. \quad (1159a)$$

Отношение поперечных сечений можно определять либо по (1161), либо по отношению индукции воздушного зазора B_L к индукции сердечника B_K с помощью формулы $\gamma = (1 + \sigma) \times B_L / B_K$; оно имеет величину порядка от 0,6 до 0,7.

Если подставить в (1159a) $\delta_j = \delta - \delta_0$ и продифференцировать его по δ_0 , то получим действующую на полюс силу:

$$F = \frac{\theta^2}{2} \cdot \frac{d\Lambda}{d\delta_0} = \frac{\mu_0}{\pi} \theta^2 \tau l \gamma \frac{(1 + \sigma \delta_0 / \delta)^2 - \gamma}{[\delta_j (1 + \sigma \delta_0 / \delta) + \gamma \delta_0]^2} [\text{н}], \quad (1162)$$

где θ — намагничивающая сила возбуждения одного полюса. При $\delta_j + \delta_0 = \delta = \text{const}$ сила зависит от воздушного зазора δ_j . Она является наибольшей, когда $\delta_j = 0$, т. е. когда полюс прилегает непосредственно к ярму; в этом случае

$$F = -F_p \frac{(1 + \sigma)^2 - \gamma}{\gamma}. \quad (1162a)$$

При $\gamma = 0,6$ и $\sigma = 0,2$ сила равна $F = -1,4F_p$. Эта сила больше, чем по (1133б), и, кроме того, она имеет противоположное направление, т. е. полюс притягивается к ярму, а не к статору.

Если полюсы и ярмо состоят из одной массивной части, то $\Lambda_j = \infty$ и $\Lambda = (1 + \sigma) \Lambda_h$. Сила при этом составляет:

$$F = F_p (1 + \sigma). \quad (1162б)$$

Она в $1 + \sigma$ раз больше, чем по (1133б), так как при выводе не учитывался поток рассеяния.

Если же полюсы и ярмо имеют крепления в виде ласточкиных хвостов или гребенок, то воздушный зазор δ_j теоретически равен нулю. Однако практически между сердечником полюса и ярмом имеется магнитное переходное сопротивление. При аксиальном сдвиге полюса оно практически либо совсем не изменяется, либо изменяется очень мало; поэтому можно принять $\delta_j = \delta - \delta_0 = \text{const}$. Сила составляет:

$$F = F_p \frac{\gamma^2 (\delta^2 + \sigma \delta_0^2)}{[\delta_j (1 + \sigma \delta_0 / \delta) + \gamma \delta_0]^2}. \quad (1161в)$$

При $\delta_j = 0$ она максимальна и равна силе по (1162б). При $\delta_j > 0$ сила уменьшается и, например, при $\gamma = 0,6$; $\sigma = 0,2$ и $\delta_j = 0,01\delta_0$ составляет 0,9-кратную величину, а при $\delta_j = 0,1\delta_0$ только 0,67-кратную величину силы при $\delta_j = 0$. Сила направлена всегда к статору.

Таким образом, при креплении посредством ласточкиных хвостов или гребенкой получается сила, которая как по величине, так и по направлению отличается от силы при болтовом креплении.

Несимметричное распределение индукции вследствие какой-либо неполадки на одном из полюсов вызывает одностороннюю силу, действующую в направлении неисправного полюса. Ее величина определяется на основании следующего простого рассуждения. Для того чтобы избежать появления односторонней силы, индукция под неисправным полюсом должна быть повышена до величины B . При этом снова получим симметричное распределение поля. Одностороннее тяжение, таким образом, составляет:

$$F = F_p [1 - (B'/B)^2]. \quad (1163)$$

При коротком замыкании полюсной катушки оно равно тяжению исправного полюса. Направление его является, однако, обратным и ротор оттягивается в направлении от неисправного полюса [239].

3. ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ СИЛЫ, ДЕЙСТВУЮЩИЕ НА ПРОВОДНИК В ПАЗУ

Как известно, вращающий момент машины создается приложенной к зубцам силой [236, 237]. На уложенный в паз проводник приходится лишь небольшая часть этой силы, которая соответствует продольному полю в пазу. Продольное поле, т. е. та часть вращающегося поля, которая направлена вдоль паза, по сравнению с зубцовым полем незначительно. При открытых пазах главное поле частично проникает в паз, однако до проводника практически не доходит. Лишь в том случае, когда зубцы насыщены, продольное поле сцепляется с проводником и образуется сила, прижимающая проводник к стенке паза. Чтобы оценить данную силу, примем, например, зубцовую индукцию равной $1,8 \text{ вб/м}^2$. Индукция продольного поля в пазу составляет при этом приблизительно $\mu_0 \cdot 1,5 \cdot 10^4 = 0,019 \text{ вб/м}^2$. Отношение сил, действующих на проводник и на зубец, равно примерно $0,019/1,8 \approx 0,01$. Величину силы на 1 см длины проводника можно рассчитать по уравнению (1180):

$$F \approx iB [\text{н/м}], \quad (1164)$$

где i — ток проводника, а. При продольной индукции $0,019 \text{ вб/м}^2$ и эффективном пазовом токе $J = 900 \text{ а}$ (соответствующем электродвигателю мощностью 1000 л. с.) сила равна

$$F \approx \sqrt{2} \cdot 900 \cdot 0,019 = 24 \text{ н/м}.$$

Кроме действия этой тангенциальной силы, проводник испытывает также воздействие радиальной силы. Последняя вызывается поперечным полем, создаваемым током в проводнике. Под действием этой силы проводник притягивается к дну паза. Величину ее рассчитываем по изменению магнитной энергии. Магнитная энер-

гия паза над проводником из расчета на 1 м длины якоря составляет:

$$W = b_N x \frac{\mu_0 H_q^2}{2} [\text{вт} \cdot \text{сек}], \quad (1165)$$

где b_N — ширина паза; x — высота паза над проводниками; $H_q = i/b_N$ — напряженность поперечного поля. При перемещении проводника вдоль паза изменяется только эта энергия и сила составляет:

$$F = \frac{dW}{dx} = \frac{\mu_0 i^2}{2b_N} [\text{н/м}]. \quad (1166)$$

Электродвигатель мощностью 1000 л. с. имеет ток в пазу $J = 900 \text{ а}$ (т. е. $i = \sqrt{2} 900 \text{ а}$) и ширину паза $b_N = 0,015 \text{ м}$. Радиальная сила, действующая на проводник из расчета на 1 м длины якоря, в номинальном режиме будет:

$$F = \frac{0,4\pi \cdot 10^9 \cdot 2 \cdot 81 \cdot 10^4}{2 \cdot 0,015} = 68 \text{ н/м}.$$

При включении электродвигателя пик тока может достигать приблизительно десятикратной величины номинального тока. Сила при этом будет равна 6800 н/м .

Из приведенного примера следует, что тангенциальная сила, действующая на проводник, мала. Радиальная сила может достигать заметной величины, которая, однако, еще не в состоянии нарушить механическую прочность изоляции.

Если в одном пазу расположено несколько проводников или если проводник состоит из нескольких элементарных проводников, то наибольшая сила действует на верхний проводник, так как он находится в наиболее напряженном поле. Если i — ток в рассматриваемом верхнем проводнике (элементарном проводнике), а i_u — общий ток, протекающий по всем нижерасположенным проводникам, то поперечная индукция в середине верхнего проводника равна $B = 0,4\pi (i_u + i/2)/b_N$, а сила

$$F_m = \mu_0 i (i_u + i/2)/b_N [\text{н/м}], \quad (1167)$$

где для токов должны подставляться их мгновенные значения.

В случае, если в пазу находятся проводники с одинаковым током, то между общей силой на дне паза F и силой, действующей на верхний проводник, существует следующая зависимость:

$$F = F_m \frac{m^2}{2m-1}. \quad (1168)$$

У двухслойной обмотки ($m = 2$) сила, действующая на верхнюю сторону катушки, равна $3/4$, а сила, действующая на нижнюю сторону катушки, равна $1/4$ полной силы на дне паза. Изоляция между сторонами катушек испытывает на $1/4$ меньшую нагрузку, чем изоляция на дне паза.

Наибольшие силы возникают при переходных процессах (коротком замыкании). При постоянном токе сила направлена всегда в сторону дна паза и изменяет свою величину плавно в соответствии с током. При переменном токе, если обе стороны катушек относятся к одной фазе, сила пульсирует с двойной частотой сети от нуля до максимального значения. Однако она тоже всегда направлена в сторону дна паза. В случае обмоток с укороченным шагом в некоторых пазах располагаются стороны катушек, относящиеся к разным фазам.

Рассмотрим сперва симметричные токи трехфазной системы $i_U = \hat{J} \sin \omega t$ (сверху) и $i_{-V} = \hat{J} \sin (\omega t + 60^\circ)$ (снизу), протекающие через стороны катушек в одном пазу. Сила, действующая на верхнюю сторону катушки, составляет:

$$F_o = \frac{\mu_0}{b_N} (i_U i_{-V} + i_U^2/2) = \frac{\mu_0}{b_N} \hat{J}^2 \left[0,5 + \frac{\sqrt{7}}{4} \cos (2\omega t + 41^\circ) \right]. \quad (1169)$$

Для силы получаются два максимальных значения:

$$F_{o, \max} = \frac{\mu_0}{b_N} \hat{J}^2 [1,1162] \text{ или } [-0,162]. \quad (1170a, б)$$

Отнесем эти максимальные значения к полной силе на дне паза при одинаковом токе в обеих сторонах катушек:

$$F_G = \frac{\mu_0}{b_N} \cdot 2\hat{J}^2 \quad (1171)$$

и получим:

$$\frac{F_{o, \max}}{F_G} = 0,521 \text{ или } -0,081. \quad (1172)$$

Сила с положительным знаком прижимает сторону катушки ко дну паза, а сила с отрицательным знаком вытесняет ее к клину. Последняя сила имеет решающее значение для определения его механической прочности.

Сдвиг фаз не оказывает влияния на силу, действующую на нижнюю сторону катушек. В противоположность этому, общая сила, действующая на изоляцию дна паза, будет составлять:

$$F_G = \frac{\mu_0}{b_N} [i_U i_{-V} + i_U^2] = \frac{\mu_0}{b_N} \hat{J}^2 \left[0,75 - \frac{\sqrt{3}}{2} \cos (2\omega t + 30^\circ) \right]. \quad (1173)$$

Максимальные значения, отнесенные к силе при равных токах в катушках [уравнение (1171)], равны 0,808 и -0,058. Прижи-

мающая сила (положительная величина) меньше, чем при равных токах в обеих сторонах катушек. Отрицательная сила, т. е. сила, направленная в сторону пазового раскрытия, имеет значение для пазового клина только в том случае, если обе стороны катушек соединены между собой посредством бандажки. Если же они, как обычно, в пазу не связаны между собой, то для пазового клина решающее значение имеет сила по (1170б) или (1172). Она несколько больше, чем по (1173), так как здесь отсутствует действие нижней стороны катушки.

При несимметричных токах $i_U = \hat{J} (1 - \cos \omega t)/2$ и $i_{-V} = \hat{J} [0,5 - \cos (\omega t + 60^\circ)]/2$ сила, действующая на верхнюю сторону катушки, равна

$$F_o = \frac{\mu_0 \hat{J}^2}{4b_N} [1 - \cos \omega t] \left[1 - \frac{\sqrt{7}}{2} \cos (\omega t + 41^\circ) \right] \quad (1174)$$

и имеет два максимальных значения:

$$F_{o, \max} = \frac{\mu_0 \hat{J}^2}{4b_N} [4,33] \text{ или } [-0,125]. \quad (1175)$$

Если мы отнесем эти максимальные значения к силе на дне паза при одинаковом токе в обеих сторонах катушек [уравнение (1171)], то

$$\frac{F_{o, \max}}{F_G} = 0,528 \text{ или } -0,016. \quad (1175a)$$

Полная сила на дне паза при неодинаковых токах в обеих сторонах катушек

$$F = \frac{\mu_0 \hat{J}^2}{b_N} [1 - \cos \omega t] [1,5 - \sqrt{3} \cos (\omega t + 30^\circ)]. \quad (1176)$$

Оба максимальных значения, отнесенные к силе при равных токах, составляют:

$$\frac{F_{\max}}{F_G} = 0,775 \text{ или } -0,04. \quad (1176a)$$

Обе эти силы меньше, чем при симметричных токах. В особенности это относится к отрицательной силе, которая практически полностью исчезает.

4. ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ СИЛЫ В ЛОБОВЫХ ЧАСТЯХ ОБМОТКИ

а) Общие положения

Известно, что в лобовых частях обмоток электрических машин возникают электродинамические силы, которые при определенных обстоятельствах могут достигать весьма больших величин. Ввиду

общей тенденции к постоянному увеличению единичной мощности машин значение электродинамических сил все больше возрастает. При расчете современных крупных машин значительная часть труда расчетчиков затрачивается на определение сил и в особенности электродинамических сил в лобовых частях обмоток.

Методы для определения этих сил были разработаны уже довольно давно [1]; за последний период также был опубликован ряд работ, посвященных данному вопросу [241—246]. В то время как расчет самой силы в принципе очень прост, в приложении ее к электрической машине возникают весьма большие трудности, обусловленные сложностью формы и положения лобовых частей обмотки как относительно друг друга, так и относительно ферромагнитного окружения. Поэтому, чтобы сделать расчет возможным, приходится вводить многочисленные упрощения, вследствие чего результаты его, воспроизводимые ниже, следует рассматривать лишь как приближенные.

Рассмотрим проводник длиной l , по которому протекает ток i_1 , и определим напряженность поля в точке A (рис. 313). Напряженность поля, создаваемая элементом проводника dl , составляет:

$$h = \frac{i_1 \cos \alpha \, dl}{r^2}. \quad (1177)$$

Поскольку $dl = r \, d\alpha / \cos \alpha$ и $r = a / \cos \alpha$, где a — расстояние точки A от проводника (перпендикулярно l), то

$$h = i_1 \cos \alpha \, d\alpha / a. \quad (1177a)$$

Напряженность поля, создаваемая всем проводником,

$$H = \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} h \, dl = \frac{i_1}{a} (\sin \alpha_1 + \sin \alpha_2). \quad (1178)$$

Индукция в точке A равна

$$B = \mu_0 H = \frac{\mu_0 i_1}{4\pi a} (\sin \alpha_1 + \sin \alpha_2) \text{ [вб/м}^2\text{]}. \quad (1179)$$

Если через точку A параллельно первому проводнику проложить другой проводник (2), по которому проходит ток i_2 , то на проводник в точке A будет действовать сила

$$f_x = B i_2 = \frac{\mu_0}{4\pi a} i_1 i_2 (\sin \alpha_1 + \sin \alpha_2) \text{ [н/м]}. \quad (1180)$$

При бесконечной длине первого проводника сила

$$f_\infty = \frac{\mu_0 i_1 i_2}{2\pi a} = \frac{2}{a} i_1 i_2 \cdot 10^{-7} \text{ [н/м]} \quad (1181)$$

и распределена равномерно по всей длине проводника 2. При конечной длине первого проводника сила меньше, чем по (1181), и составляет:

$$f_x = f_\infty \eta_x, \quad (1182)$$

где

$$\eta_x = \frac{1}{2} (\sin \alpha_1 + \sin \alpha_2). \quad (1183)$$

Кроме того, она неравномерно распределена по длине проводника 2. В середине она больше, чем на концах проводника

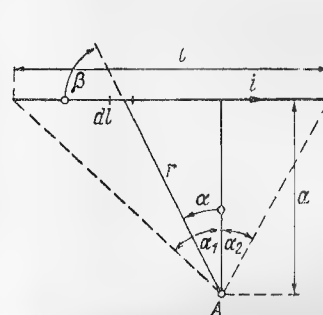


Рис. 313. К выводу уравнений (1177)—(1180).

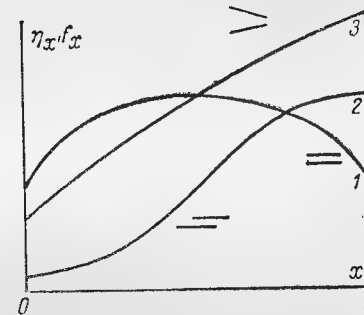


Рис. 314. Величина $\eta(x)$ для различных расположений проводников. Эта величина одновременно показывает изменение нормальной составляющей силы вдоль рассматриваемого проводника.

(рис. 314, кривая 1). Полная сила, с которой взаимодействуют два параллельных, расположенных точно друг против друга проводника, составляет:

$$F = \int_0^l f_x \, dx = \frac{\mu_0 i_1 i_2}{2\pi a} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{a}{l}\right)^2} - \frac{a}{l} \right] = f_\infty \eta l = f_\infty L \text{ [н]}, \quad (1184)$$

где

$$\eta = \sqrt{1 + (a/l)^2} - a/l. \quad (1185)$$

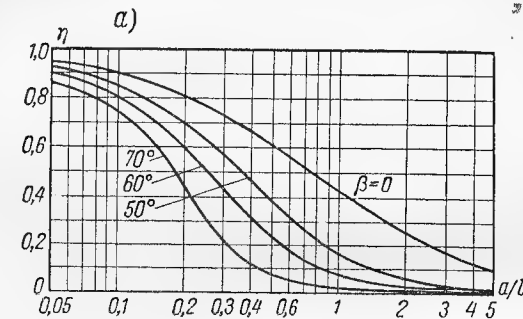
Коэффициент η учитывает конечную длину и показан на рис. 315, a в зависимости от отношения a/l (кривая $\beta = 0$); $L = \eta l$ — приведенная длина проводника.

Иногда ток вдоль одного проводника или обоих проводников не постоянен, а изменяется по закону синуса, например ток в кольцах короткозамкнутой клетки. Наибольшее значение силы там, где ток имеет наибольшее значение, можно с достаточной точностью определить по уравнению

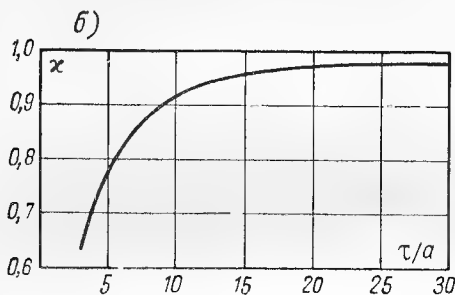
$$f \approx \kappa f_\infty. \quad (1185a)$$

Значения коэффициента η даны на рис. 315, б в зависимости от отношения τ/a ; эти значения несколько ниже значений η при равенстве отношений $l/a = \tau/a$.

Результирующая сила на протяжении какого-нибудь участка, например полюсного деления, будет, однако, в случае синусоидального распределения тока значительно меньше, чем в случае неизменяющегося тока. Согласно приближенным вычислениям



это уменьшение будет 2/π-кратным, если ток меняется синусоидально только в одном проводе, и 0,5-кратным, если токи в обоих проводах изменяются синусоидально. Более точные вычисления дали значения для первого случая 0,67 и для второго 0,485.



У многих обмоток параллельные проводники сдвигаются относительно друг друга в осевом направлении, как показано на рис. 316. Силу в точке x определяют опять-таки по (1180) с учетом

$$\sin \alpha_1 = \frac{x - a \operatorname{tg} \beta}{\sqrt{a^2 + (x - a \operatorname{tg} \beta)^2}}, \quad (1186a)$$

$$\sin \alpha_2 = \frac{l - x + a \operatorname{tg} \beta}{\sqrt{a^2 + (l - x + a \operatorname{tg} \beta)^2}}. \quad (1186б)$$

Рис. 315. Величина η , выражающая полную силу, действующую на проводник длиной l , в зависимости от отношения a/l при различных значениях угла β (см. рис. 316).

Поправочный коэффициент η для всего проводника в этом случае равен

$$\eta = \frac{1}{l} \int_0^l \eta_x dx = \frac{1}{2} \left[\sqrt{\left(\frac{a}{l}\right)^2 + \left(1 - \frac{a}{l} \operatorname{tg} \beta\right)^2} + \sqrt{\left(\frac{a}{l}\right)^2 + \left(1 + \frac{a}{l} \operatorname{tg} \beta\right)^2} - 2 \frac{a}{l} \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \beta} \right]. \quad (1187)$$

Он показан на рис. 315 для различных углов β в зависимости от отношения a/l . Чем больше угол β , тем меньше коэффициент η и тем быстрее он уменьшается с увеличением расстояния a между проводниками. Распределение силы вдоль проводника становится

иным, чем при точно противоположных проводниках, как это показывает кривая 2 на рис. 314. Сила будет наибольшей в том месте, где проводники расположены наиболее близко друг от друга.

Наличие стали вблизи токоведущего проводника имеет большое значение для силы, так как магнитное поле вследствие этого усиливается. Наличие стали может учитываться посредством метода зеркального отображения. На рис. 317, а показан случай, когда ток протекает только в одной обмотке, например обмотке статора. При этом за сталью располагают фиктивный проводник с таким же направлением тока, а в воздушном зазоре другой проводник с вдвое большим током, который направлен противоположно току в обмотке. Оба фиктивных проводника оказывают силовое воздействие на проводник обмотки. Результирующая сила

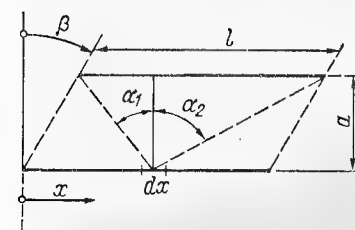


Рис. 316. К выводу уравнений (1186а и б).

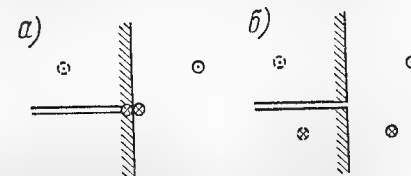


Рис. 317. Зеркальное отображение проводника при наличии стали: а — один проводник, б — два проводника с одинаковыми по величине, но противоположно направленными токами.

направлена вследствие этого вправо, т. е. сталь отталкивает проводник обмотки.

Если же, напротив, воздушный зазор бесконечно мал или вблизи находится другая обмотка с одинаковым по силе, но направленным встречно током, то фиктивный ток в воздушном зазоре исчезает. При этом получается зеркальное отображение, показанное на рис. 317, б. На каждый проводник обмотки действуют три силы, каждую из которых надо рассчитывать отдельно. Результирующая сила отталкивает оба проводника друг от друга в вертикальном направлении. Направление горизонтальной силы зависит от взаимного положения проводников. Если оба проводника удалены от стали на одинаковые расстояния, то оба они притягиваются с относительно небольшой силой в направлении к стали.

Наибольшие силы возникают в машинах при коротком замыкании или включении в сеть. В этих случаях поток в воздушном зазоре мал, а токи в статорной и роторной обмотках практически равны по величине, но направлены противоположно друг другу. Следовательно, мы имеем случай, показанный на рис. 317, б.

Если по обоим проводникам проходит постоянный ток, то сила неизменна во времени. При переменном токе без сдвига обоих токов во времени сила является пульсирующей. Она изменяется

с двойной частотой от нуля до максимальной величины. При сдвиге фаз φ между двумя синусоидальными токами сила

$$F = f_{\infty} \frac{L}{2} [\cos \varphi - \cos (2\omega t + \varphi)], \quad (1188)$$

или в векторной форме

$$F = f_{\infty} \frac{L}{2} \operatorname{Re} [e^{j\varphi} - e^{j\varphi} e^{j2\omega t}], \quad (1188a)$$

где

$$f_{\infty} = \frac{\mu_0 \hat{J}_1 \hat{J}_2}{2\pi a} \quad [H/M] \quad (1189)$$

является временной максимальной величиной силы при бесконечно длинном проводнике, а $L = \eta l$ — приведенная длина проводника.

Ниже с помощью этой приведенной длины учтем также и действие других проводников. Токи $\hat{J}_1$ и $\hat{J}_2$ в (1189) — амплитудные величины.

Уравнение (1188a) воспроизведено графически на рис. 318. Точка A является центром окружности, по которой движется конец вектора $(e^{j\varphi} - e^{j\varphi} e^{j2\omega t})$. Проекция этого вектора на вещественную ось дает величину силы. Обычно получаются две максимальные величины, из которых одна положительна, а другая — отрицательна.

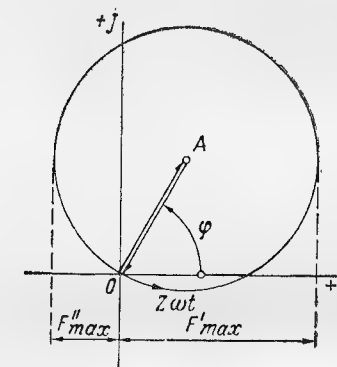


Рис. 318. Графическое представление уравнения (1188a).

Если два тока в проводниках являются токами трехфазной системы, т. е. $\varphi = \pm 120^\circ$, то изменение силы будет изображаться синусоидальной кривой со сдвинутой средней линией. Максимальные величины силы составляют:

$$F_{\max} = -\frac{f_{\infty} L}{2} \left(\frac{1}{2} \pm 1 \right); \quad (1190)$$

знак минус указывает на отталкивающую силу.

В случае трех проводников симметричной системы трехфазного тока сила, действующая на один проводник (U),

$$F_U = \frac{f_{\infty}}{2} [(L_V + L_W) \cos 120^\circ - (L_V + L_W) \cos [20^\circ \cos 2\omega t]]. \quad (1191)$$

Коэффициенты L_V и L_W учитывают как конечную длину проводников, так и неодинаковое расстояние друг от друга. Если f_{∞}

рассчитана для какого-либо, например, среднего расстояния (a), то $L_V = \ln a_V/a$. Уравнение (1191) требует еще, чтобы все три проводника лежали в одной плоскости. Если это условие не выполняется, то силы, вызванные токами J_V и J_W , должны геометрически складываться в пространстве в соответствии с их положением. Для случая, когда проводники расположены в одной плоскости на расстоянии a (или $2a$), сила, действующая на крайние проводники с $L_V = \pm L$ и $L_W \approx \pm 0,5L$, составляет:

$$F = \pm \frac{3f_{\infty} L}{8} [1 - \cos (2\omega t \pm 60^\circ)]. \quad (1192)$$

Изменение силы во времени выражается синусоидальной кривой со сдвинутой средней линией. Максимальные значения для каждого проводника равны

$$F_{\max} = f_{\infty} L \frac{2\sqrt{3} \pm 3}{8}. \quad (1193)$$

Для среднего проводника с $L_V = \pm L$ и $L_W = \mp L$ получаем:

$$F = \frac{f_{\infty} L \sqrt{3}}{2} \sin 2\omega t, \quad (1194)$$

т. е. симметричную синусоидальную кривую. Максимальная величина равна $\sqrt{3}/2$ -кратной силе при переменном токе без сдвига фаз ($\varphi = 0$).

Практически важный случай показан на рис. 319. Проводник, который расположен на границе фаз обмотки и по которому протекает ток i_U , испытывает воздействие одновременно со стороны двух групп тока (т. е. нескольких проводников). Первая группа имеет тот же ток i_U и приведенную длину L . Вторая группа имеет ту же приведенную длину L , но по ней проходит ток i_{-V} . Далее предположим, что эти токи относятся к трехфазной системе. Они выражаются, с учетом пространственного положения обмотки, следующими уравнениями:

$$i_U = \hat{J} \sin \omega t; \quad (1195a)$$

$$i_{-V} = -\hat{J} \sin (\omega t - 120^\circ) = \hat{J} \sin (\omega t + 60^\circ); \quad (1195б)$$

$$i_W = \hat{J} \sin (\omega t + 120^\circ) = \hat{J} \sin (\omega t - 60^\circ). \quad (1195в)$$

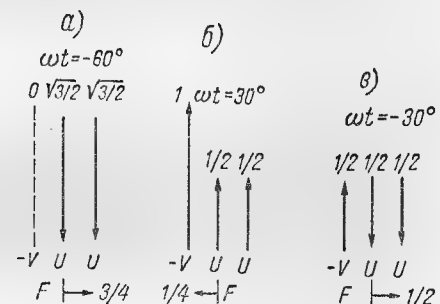


Рис. 319. Расположение проводников на границе между двумя фазами. Сила и токи в различные моменты времени: а — $\omega t = 60^\circ$, б — $\omega t = 30^\circ$ и в — $\omega t = -30^\circ$. Средний вектор показывает ток в крайнем проводнике фазы U , а векторы справа и слева от него — токи в соседних группах проводников.

Сила, действующая на крайний проводник группы тока U со стороны остальных проводников этой группы, составляет:

$$F' = \frac{f_{\infty} L}{2} [1 - \cos 2\omega t], \quad (1196)$$

а со стороны другой группы с током i_{-V} , с учетом, что эта группа тока находится на другой стороне,

$$\begin{aligned} F'' &= -\frac{f_{\infty} L}{2} [\cos 60^\circ - \cos (2\omega t + 60^\circ)] = \\ &= -\frac{f_{\infty} L}{2} [0,5 - \cos (2\omega t + 60^\circ)]. \end{aligned} \quad (1197)$$

Первая сила направлена всегда вправо, и это направление будем считать положительным. Направление второй силы является переменным. Результирующая сила

$$F = F' + F'' = \frac{f_{\infty} L}{2} [0,5 - \cos (2\omega t - 60^\circ)]. \quad (1198)$$

Получаются две максимальные величины:

$$F_{\max} = \frac{3}{4} f_{\infty} L \text{ и } -\frac{1}{4} f_{\infty} L, \quad (1199a \text{ и } б)$$

которые вызывают изгибающую нагрузку на проводник. Больше из них является первая величина, т. е. $3/4 f_{\infty} L$. Проводник обычно соединяется с соседними проводниками посредством шнурового бандажа или других аналогичных креплений. Наибольшим нагрузкам подвергаются соединения между крайними проводниками групп. Сила, действующая на крайний проводник группы U , определяется (1198):

$$F_U = \frac{f_{\infty} L}{\hat{j}^2} [i_U^2 - i_U i_{-V}] = \frac{f_{\infty} L}{2} [0,5 - \cos (2\omega t - 60^\circ)]. \quad (1200)$$

Сила, действующая на первый проводник группы $-V$, равна

$$F_{-V} = -\frac{f_{\infty} L}{\hat{j}^2} [i_{-V}^2 - i_U i_{-V}] = -\frac{f_{\infty} L}{2} [0,5 + \cos 2\omega t]. \quad (1201)$$

Сила, действующая на крепление обмотки, составляет:

$$\begin{aligned} F_B = F_U - F_{-V} &= \frac{f_{\infty} L}{\hat{j}^2} (i_U - i_{-V})^2 = f_{\infty} L [\sin (\omega t - 60^\circ)]^2 = \\ &= \frac{f_{\infty} L}{2} [1 + \cos (2\omega t + 60^\circ)]. \end{aligned} \quad (1202)$$

Максимальная величина этой силы равна $f_{\infty} L$.

Для лучшего понимания полученных результатов на рис. 319 показаны токи, при которых возникают известные максимальные

величины силы. Рис. 319, а соответствует уравнению (1199а), которое выражает наибольшую изгибающую стержень силу. Эта сила может быть рассчитана также и по рис. 319, согласно которому она составляет $F_{\max} = f_{\infty} L (\sqrt{3}/2 \cdot \sqrt{3}/2) = 0,75 f_{\infty} L$. Рис. 319, б соответствует (1199б) с силой $F_{\max} = f_{\infty} L (-1 \cdot 0,5 + 0,5 \cdot 0,5) = -0,25 f_{\infty} L$. Наконец, рис. 319, в показывает наибольшую действующую на крепление обмотки разрывающую силу, соответствующую (1202). По рисунку устанавливаем, что $F_U = f_{\infty} L [0,5 \times 0,5 + 0,5 \cdot 0,5] = 0,5 f_{\infty} L$; $F_{-V} = -F_U$ и $F_B = f_{\infty} L \cdot 0,5 \cdot 2 = f_{\infty} L$.

Наибольшие силы возникают, однако, не при симметричной нагрузке, а во время переходных процессов. Максимальные величины тока, а вместе с тем и силы бывают обычно при коротком замыкании. Ток состоит из затухающих составляющих постоянного и переменного тока. В то время как составляющая переменного тока во всех фазах обмотки одинакова, величина составляющей постоянного тока зависит от момента возникновения короткого замыкания и является, как правило, во всех фазах обмотки различной. Обе составляющие затухают с различными постоянными времени, и в большинстве случаев постоянная времени составляющей постоянного тока значительно меньше постоянной времени составляющей переменного тока. Все эти факторы затрудняют расчет сил, и поэтому демпфированием пренебрежем. Для того чтобы возникающая вследствие этого погрешность была как можно меньшей, будем подставлять ударные значения токов, т. е. их значения после первого полупериода. Эти величины могут определяться еще в стадии предварительной разработки проекта машины. Далее предположим, что при трехфазном коротком замыкании фаза U замыкается накоротко в наиболее неблагоприятный момент и что ток соответствует уравнению

$$i_U = \frac{\hat{j}}{2} (1 - \cos \omega t). \quad (1203a)$$

В соседних сторонах катушек фазы $-V$ ток будет при этом составлять:

$$i_{-V} = \frac{\hat{j}}{2} [0,5 - \cos (\omega t + 60^\circ)], \quad (1203б)$$

а в фазе W

$$i_W = \frac{\hat{j}}{2} [0,5 - \cos (\omega t - 60^\circ)]. \quad (1203в)$$

Сила, действующая на крайний проводник (сторону катушки) со стороны остальных проводников той же фазы (рис. 319), равна

$$F' = \frac{f_{\infty} L}{\hat{j}^2} i_U^2 = \frac{f_{\infty} L}{4} [1 - \cos \omega t]^2. \quad (1204)$$

Изменение этой силы показано на рис. 320. Кривая напоминает кривую $\sin^2 \omega t$, однако ее период вдвое больше. Максимальная величина, так же как при симметричных токах, равна $f_\infty L$.

Сила, действующая на тот же проводник со стороны проводников соседней фазы, равна

$$F'' = -\frac{f_\infty L}{j_2} i_U i_v = -\frac{f_\infty L}{4} [1 - \cos \omega t] [0,5 - \cos (\omega t + 60^\circ)]. \quad (1205)$$

Изменение этой силы показано на рис. 320. Здесь также наблюдается известная аналогия с изменением силы при симметричных токах. Результирующая сила, действующая на этот проводник, составляет:

$$F_U = F' + F'' = \frac{f_\infty L}{4} [1 - \cos \omega t] [0,5 - \cos (\omega t - 60^\circ)]; \quad (1200)$$

она показана на рис. 320 в виде кривой F_U , подобной кривой F' , но имеющей иное распределение во времени и в пространстве. Получаются две максимальные величины: $0,645 f_\infty L$ и $-0,095 f_\infty L$; они меньше соответствующих сил при симметричном токе, которые составляют $0,75 f_\infty L$ и $-0,25 f_\infty L$.

Сила, действующая на крепления между двумя соседними крайними проводниками различных фаз обмотки, составляет:

$$F_B = F_U - F_v = \frac{f_\infty L}{4} \left[\frac{3}{2} - \sqrt{3} \cos (\omega t + 30^\circ) \right]^2. \quad (1208)$$

Получаются две максимальные величины:

$$F_{\max} = \frac{f_\infty L}{4} (0,5 \pm 1) = f_\infty L (0,375 \text{ или } 0,125). \quad (1207a)$$

Та же сила при симметричных токах составляет $f_\infty L$ или нуль.

Рассмотрим еще случай, когда оба проводника расположены, правда, в одной плоскости, но образуют между собой угол β (рис. 321). Индукция проводника 1 направлена в точке x вертикально к плоскости рисунка. Сила f_x перпендикулярна направле-

нию тока i_2 , а ее величина с η_x по (1181) и f_∞ по (1183) будет составлять:

$$f_x = \eta_x f_\infty dx, \quad (1208)$$

причем следует принять, что $a = r$. Эту силу можно разложить на две составляющие, одна из которых $f'_x = f_x \cos \beta$ направлена перпендикулярно, а другая $f''_x = -f_x \sin \beta$ направлена параллельно проводнику 1.

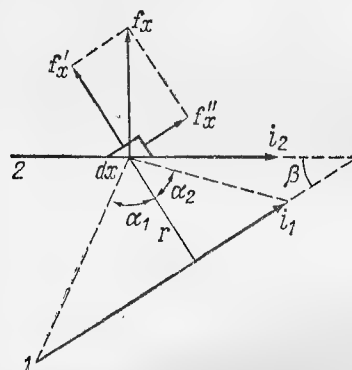


Рис. 321. Два проводника, расположенных в одной плоскости, образующие между собой угол β .

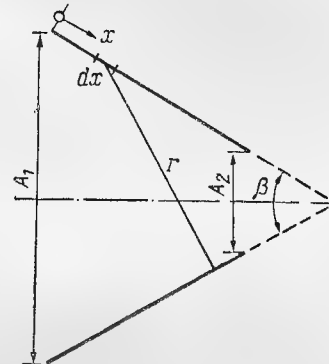


Рис. 322. Два проводника, расположенных в одной плоскости при симметричном положении проводников друг к другу.

Для практически наиболее часто встречающегося случая симметричного положения проводников, который показан на рис. 322, получаем:

$$r = A_1 \cos \beta/2 + (l - x) \sin \beta; \quad (1209a)$$

$$\sin \alpha_1 = \frac{x/r + \tan \beta/2}{\sqrt{1 + (x/r + \tan \beta/2)^2}};$$

$$\sin \alpha_2 = \frac{(l - x)/r - \tan \beta/2}{\sqrt{1 + [(l - x)/r - \tan \beta/2]^2}}. \quad (1209b \text{ и } в)$$

Исходя из этого, можно рассчитать силу по (1208). Распределение силы вдоль проводника 2 показано на рис. 314 (кривая 3). Здесь принято $l = 10$, $A_2 = 5$ и $A_1 = 1$ ($\beta = 22,5^\circ$). Приведенные на том же рисунке кривые 1 и 2 справедливы для значений $l = 10$ и $a = (A_1 + A_2)/2 = 3$, т. е. для одинакового среднего расстояния. Кривая 3 показывает сдвиг силы в направлении наименьшего расстояния. В то время как максимальные величины кривых 1 и 2 приблизительно равны между собой, максимальная величина кривой 3 значительно больше. Общая сила, действующая на проводник 2, в случае, характеризуемом кривой 3, также больше, чем в случае, характеризуемом кривой 1.

Таблица 47

Максимальные силы, действующие на проводник и на соединительный элемент при расположении проводников

по рис. 319, рассчитанные по максимальной величине тока $\hat{J}$

Сила	Симметричные токи (нагрузка)	Несимметричные токи (короткое замыкание)
Сила, возникающая в рассматриваемой фазе, F'	$1,00f_{\infty}L$	$1,00f_{\infty}L$
Сила, действующая со стороны соседней фазы, F''	$-0,75$ или $0,25f_{\infty}L$	$-0,645$ или $0,095f_{\infty}L$
Результирующая сила на проводнике F	$0,75$ или $-0,25f_{\infty}L$	$0,645$ или $-0,095f_{\infty}L$
Разрывающая сила, действующая на соединительный элемент (+растягивающая сила), F_{δ}	$1,00f_{\infty}L$	$0,375$ или $-0,125f_{\infty}L$

Если угол $\beta = 0$, т. е. оба проводника параллельны друг другу (рис. 323, а), то проводник 2 притягивается силой, перпендикулярной проводнику 1. Здесь действует чистая притягивающая (или отталкивающая) сила. При $\beta = 90^\circ$ (рис. 323, б и в) направление силы параллельно проводнику 1. Если проводники распо-

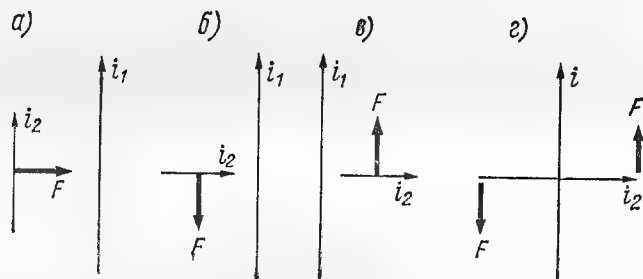


Рис. 323. Особые случаи расположения по рис. 322. F — направление силы.

ложены симметрично и перпендикулярно друг другу, то получается вращающий момент (рис. 323, г).

В общем случае (рис. 324) проводники расположены в различных параллельных плоскостях. Разложим элемент тока $i_2 dx$ на три составляющие:

- 1) $i_2 dx \cos \beta$ — параллельно проводнику 1;
- 2) $i_2 dx \sin \beta \sin \gamma$ — перпендикулярно проводнику 1, но параллельно направлению r ;
- 3) $i_2 dx \sin \beta \cos \gamma$ — перпендикулярно проводнику 1 и перпендикулярно направлению r .

Сила первой составляющей равна

$$f_1 = f_{\infty} \eta \cos \beta dx; \quad (1210)$$

эта сила направлена перпендикулярно проводнику 1. Мы можем ее разложить на горизонтальную силу (т. е. в плоскости, параллельной проводнику 1)

$$f_{1h} = f_1 \sin \gamma \quad (1211)$$

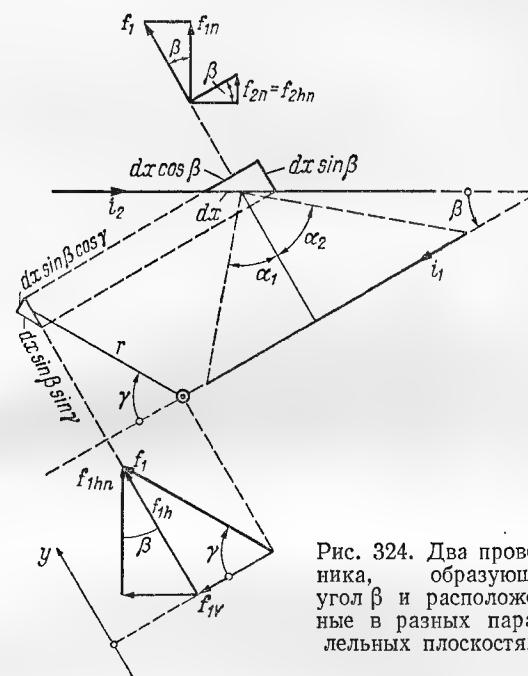


Рис. 324. Два проводника, образующие угол β и расположенные в разных параллельных плоскостях.

и на вертикальную силу

$$f_{1v} = f_1 \cos \gamma = f_{\infty} \eta \cos \beta \cos \gamma dx. \quad (1212)$$

Разложим, далее, горизонтальную силу на составляющую

$$f_{1hn} = f_{1h} \cos \beta = f_{\infty} \eta \cos^2 \beta \sin \gamma dx, \quad (1213)$$

которая направлена перпендикулярно проводнику 2, и на не представляющую для нас дальнейшего интереса составляющую вдоль проводника 2.

Вторая составляющая тока дает силу

$$f_2 = f_{\infty} \eta \sin \beta \sin \gamma dx; \quad (1214)$$

эта сила имеет направление проводника 1. Ее нормальная к проводнику 2 составляющая

$$f_{2n} = f_2 \sin \beta = f_{\infty} \eta \sin^2 \beta \sin \gamma dx; \quad (1215)$$

эта составляющая является одновременно горизонтальной составляющей

$$f_{2n} = f_{2hn}. \quad (1216)$$

Вертикальная составляющая для f_{2n} равна нулю.

Третья составляющая тока никакой силы не дает, так как направления тока i_2 и индукции совпадают.

Результирующая горизонтальная составляющая действующей на проводник 2 нормальной силы равна

$$f_{hn} = f_{1hn} + f_{2hn} = f_{\infty} \eta \sin \gamma dx, \quad (1217)$$

а вертикальная составляющая

$$f_v = f_{1v} = f_{\infty} \eta \cos \beta \cos \gamma dx. \quad (1218)$$

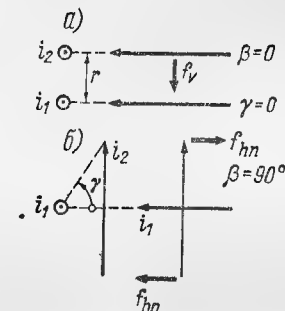


Рис. 325. Особые случаи расположения по рис. 324.

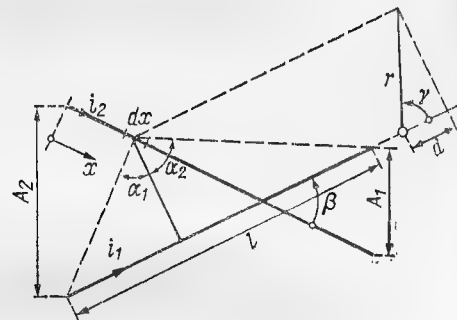


Рис. 326. Два пересекающихся и расположенные в разных плоскостях проводника.

Интересно констатировать, что направление горизонтальной силы не зависит от угла β , в то время как вертикальная сила при $\beta = 90^\circ$ меняет свое направление.

Применим (1211) и (1212) к двум предельным случаям. При $\beta = 0$ и $\gamma = 0$ получаются два параллельных проводника (рис. 325, а). По (1211) будет $f_{hn} = 0$ и по (1212) $f_v = f_{\infty} \eta dx$. На рис. 325, б угол $\beta = 90^\circ$, и $f_{hn} = f_{\infty} \eta dx$ и $f_v = 0$. При двух перпендикулярных проводниках образуется только один вращающий момент в горизонтальной плоскости. Вертикальная сила, т. е. сила между проводниками, равна нулю.

При взаимном перекрещивании обоих проводников (рис. 326) также справедливы (1211) и (1212). Для расчета η углы α_1 и α_2 должны определяться по плоскости, проходящей через точку x и проводник 1. Для этого необходимо пространственное изображение расположения проводников. При малых расстояниях между проводниками в точке перекрещивания d расчет можно произво-

дить приближенно по проекциям всех отрезков на неизменную плоскость (плоскость рис. 326). При этом получаем:

$$r = \sqrt{[2(l-x) \sin \beta/2 - A_2]^2 \cos^2 \beta/2 + d^2}, \quad (1219)$$

а $\sin \alpha_1$ и $\sin \alpha_2$ могут рассчитываться по (93б и в). Далее будет:

$$\gamma = \arccos d/r. \quad (1220)$$

б) Силы, действующие на отдельные стороны катушек

Обмотки электрических машин часто выполняются таким образом, что отдельные, выходящие из пазов стороны катушек объединяются между собой. Отдельные катушки одной группы связываются друг с другом посредством шнуровых бандажей и дистанционных распорок (или же с помощью других средств крепления). Вся группа представляет собой в механическом отношении единое целое. Такое подразделение на группы катушек применяется в многоярусных обмотках. В двухслойных обмотках отдельные стороны катушек последовательно прочно связываются с соседними сторонами катушек, причем отдельные скрепленные группы из них не образуются.

Для того чтобы не усложнять расчет, рекомендуется рассматривать диаметр расточки бесконечно большим и разворачивать обмотки в одну плоскость.

Отдельные стороны катушек одной группы, которая в случае двухъярусной обмотки состоит из q , а в случае трехъярусной обмотки из $q/2$ сторон катушек одной фазы, испытывают воздействие как остальных сторон катушек данной группы, так и соседних групп. Результирующая сила определяется путем суммирования отдельных сил. При этом следует учитывать, что сила очень быстро убывает с расстоянием, так что учитывать надо только близко прилегающие стороны катушек. По этой причине силами соседних групп, а также зеркальных отображений часто можно пренебречь. Наибольшая сила действует на крайнюю сторону катушки или на ту ее сторону, которая расположена на границе фаз обмотки.

В многоярусных обмотках действию наибольшей силы подвергается крайняя сторона катушки группы (рис. 327). Сила пульсирует между нулем и максимальной величиной $f_{\infty} L$. Величину f_{∞} следует рассчитывать по (1189); L — приведенная длина проводника, учитывающая действие других сторон катушек:

$$L = \sum l_{\eta x} a/a_x, \quad (1221)$$

где l — длина рассматриваемой (крайней) стороны катушки, см; a_x — расстояние от одной из остальных сторон катушек; η_x — поправочный коэффициент для этой стороны катушки. Приведенная длина для некоторых наиболее характерных расположений катушек будет рассчитана в п. «в» настоящего параграфа.

Аналогичным образом рассчитывается тангенциальная сила между аксиальными частями катушки на их выходе из стали (рис. 328). Наиболее сильным нагрузкам стороны катушек подвергаются на границах фаз. Возьмем, например, сторону катушки I фазы U . На нее действуют силы остальных сторон катушек данной фазы, а также сторон катушек соседней фазы V . Рассматриваемая группа имеет на одну сторону катушки меньше, чем соседняя. Ввиду того, что сила, действующая от наименее удаленной стороны катушки фазы V , вследствие большого расстояния мала, для обеих групп можно принять $q = 1$ сторон катушек и рассчитывать приведенную длину по (1221). Силу рассчитывают по (1199а и б). Она будет пульсирующей и будет иметь предельные величины $-0,25f_{\infty}L$ и $0,75f_{\infty}L$, если все стороны катушек питаются сим-

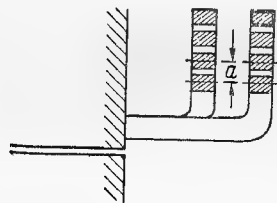


Рис. 327. К пояснению силы, действующей на отдельный проводник.

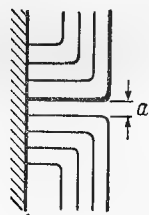


Рис. 328. К определению тангенциальной силы.

метричным трехфазным током. Знак минус указывает на то, что сила является отталкивающей, а знак плюс — на то, что сила притягивающая. При несимметричных токах, например, при коротком замыкании, предельные величины равны $0,645f_{\infty}L$ и $-0,095f_{\infty}L$ (см. табл. 46). На шнуровой бандаж, связывающий две стороны катушек соседних фаз обмотки, действует разрывающая сила, равная $f_{\infty}L$ при симметричных токах и $0,375f_{\infty}L$ — при несимметричных.

В случае двухслойных обмоток имеются как горизонтальные силы, т. е. действующие в плоскости слоя, так и вертикальные силы, т. е. действующие перпендикулярно плоскости слоя. Первые вызываются как проводниками данного слоя, так и проводниками другого слоя. Вторые силы вызываются, если не учитывать кривизну слоя, только проводниками другого слоя. Расчет обеих сил мы уже в принципе показали.

Горизонтальная сила, направленная перпендикулярно проводнику, складывается из нескольких сил. Эти силы имеют вдоль проводника разную величину, вследствие чего будем рассчитывать не результирующую силу, а силу на 1 м длины проводника в трех разных местах его, а именно в точках $x = 0$, $l/2$ и l (см. рис. 333). Вначале рассмотрим силы, действующие со стороны остальных проводников того же слоя. В точке $x = 0$ на исследуемый проводник действует как группа проводников той же фазы

обмотки (справа, с током i_U), так и группа проводников соседней фазы обмотки (слева, с током i_{-V}). Сила составляет:

$$f = \frac{f_{\infty}}{\hat{J}^2} [i_U^2 \sum \eta' - i_U i_{-V} \sum \eta''] \quad [\text{н/м}], \quad (1222)$$

где f_{∞} — сила между двумя бесконечно длинными проводниками, по которым проходит ток $\hat{J}$ [см. (1189)]; i_U и i_{-V} — мгновенные значения фазных токов [см. (1195а—в)]; η' — поправочный коэффициент правой группы проводников (см. рис. 315); η'' — поправочный коэффициент левой группы проводников.

Как видно из указанных рисунков, при $x = 0$ будет $\eta' < \eta''$, поэтому, не совершая большой ошибки, η' можно пренебречь. Сила в точке $x = 0$ в случае симметричных токов

$$f \approx -\frac{f_{\infty}}{2} [0,5 - \cos(2\omega t + 60^\circ)] \sum \eta''. \quad (1223)$$

При $x = l$ будет, наоборот, $\eta'' < \eta'$, и сила

$$f \approx \frac{f_{\infty}}{2} [1 - \cos 2\omega t] \sum \eta'. \quad (1224)$$

В точке $x = l/2$ имеет место $\eta' = \eta'' = \eta$, и сила

$$f = \frac{f_{\infty}}{2} [0,5 - \cos(2\omega t - 60^\circ)] \sum \eta. \quad (1225)$$

Горизонтальная сила, действующая со стороны другого слоя, рассчитывается по уравнению

$$f = \frac{f_{\infty}}{\hat{J}^2} i_U i_k \sum \xi_{h,x}. \quad (1226)$$

В зависимости от фазного тока i_k получаем:
при $k = U$

$$f = 0,5f_{\infty} [1 - \cos 2\omega t] \sum \xi_{h,x}; \quad (1226a)$$

при $k = -V$

$$f = 0,5f_{\infty} [0,5 - \cos(2\omega t + 60^\circ)] \sum \xi_{h,x}; \quad (1226б)$$

при $k = W$

$$f = 0,5f_{\infty} [0,5 - \cos(2\omega t - 60^\circ)] \sum \xi_{h,x}. \quad (1226в)$$

Поправочный коэффициент $\xi_{h,x}$ является для $x = 0$ отрицательным, а для $x = l$ положительным. Для $x = l/2$ его знак зависит от того места, где проводники перекрещиваются. Если это происходит на участке от $x = 0$ до $x = l/2$, то $\xi_{h,x}$ отрицательна. Если же проводники перекрещиваются на участке от $x = l/2$ до $x = l$, то $\xi_{h,x}$, напротив, положительна. Для расчета силы, действующей со стороны другого слоя, необходимо начертить

часть обмотки, чтобы можно было определить число проводников и их принадлежность к соответствующей фазе. Как правило, достаточно учитывать только те проводники (стороны катушек), которые перекрещиваются с рассматриваемым проводником (стороной катушки), так как остальные, более удаленные, проводники оказывают лишь незначительное влияние.

Горизонтальная сила, действующая на шнуровые бандажи, соединяющие крайние проводники, составляет:

при $x = 0$

$$f \approx f_{\infty} \eta'' (i_U^2 - i_U i_{-V}) = \frac{f_{\infty} \eta''}{2} [0,5 - \cos(2\omega t - 60^\circ)]; \quad (1227a)$$

при $x = l/2$

$$f = f_{\infty} \eta (i_U - i_{-V})^2 = \frac{f_{\infty} \eta}{2} [1 + \cos(2\omega t + 60^\circ)]; \quad (1227б)$$

при $x = l$

$$f \approx f_{\infty} \eta' (i_{-V}^2 - i_U i_{-V}) = \frac{f_{\infty} \eta'}{2} [0,5 + \cos 2\omega t]. \quad (1227в)$$

Эта сила является наибольшей в точке $x = l/2$, где она достигает величины $f_{\infty} \eta$. Знак плюс указывает на растягивающую силу, а знак минус — на сжимающую силу.

Для случая несимметричных токов справедливы те же уравнения, что и для симметричных токов, если в них подставляются мгновенные значения токов по (1203а, б и в). Результирующая горизонтальная сила, действующая на крайний проводник фазы U , равна [см. (1204), (1205), (1206) и (1222)]:

при $x = 0$

$$f \approx -f_{\infty} \sum \eta'' i_U i_{-V} / \hat{J}^2 = \\ = -0,25 f_{\infty} \sum \eta'' [1 - \cos \omega t] [0,5 - \cos(\omega t + 60^\circ)]; \quad (1228a)$$

при $x = l/2$

$$f = f_{\infty} \sum \eta i_U (i_U - i_{-V}) / \hat{J}^2 = \\ = 0,25 f_{\infty} \sum \eta [1 - \cos \omega t] [0,5 - \cos(\omega t - 60^\circ)]; \quad (1228б)$$

при $x = l$

$$f \approx f_{\infty} \sum \eta' i_{-V}^2 / \hat{J}^2 = 0,25 f_{\infty} \sum \eta' [1 - \cos \omega t]^2. \quad (1228в)$$

Характер изменения этих сил показывают кривые на рис. 320. Горизонтальная сила, действующая со стороны другого слоя, выражается уравнением (1226), в которое должны подставляться соответствующие мгновенные значения токов.

В отношении знаков здесь справедливы те же правила, что и при симметричных токах. Впрочем, направление силы можно

всегда проверить с помощью простого положения: токи одинакового направления притягиваются, а противоположно направленные токи отталкиваются.

Вертикальная сила, действующая на проводник, определяется как при симметричных, так и при несимметричных токах по следующему уравнению (см. также (1218) и (1241)):

$$f = f_{\infty} (a) \cos \beta \sum \xi_{\alpha} x i_1 i_2, \quad (1229)$$

в котором произведение $\xi_{\alpha} x i_1 i_2$ должно устанавливаться по чертежу обмотки и по кривой на рис. 332, а и б. Для определенной точки проводника коэффициент является неизменным и сила зависит только от произведения токов. Обозначим это произведение через $\varphi = i_1 i_2 / \hat{J}^2$ и определим его величину при различных токах. Для обоих концов проводника ($x = 0$ или l) существуют следующие четыре возможности:

$$\varphi = i_U^2 / \hat{J}^2; i_{-V}^2 / \hat{J}^2; i_U i_{-V} / \hat{J}^2; i_{-V} i_W / \hat{J}^2. \quad (1230a, б, в, г)$$

При симметричных токах имеют место только два случая:

$$\varphi_1 = i_U^2 / \hat{J}^2 = 0,5 [1 - \cos 2\omega t] \text{ с } f_{\max} = 1,00; \quad (1231a)$$

$$\varphi_2 = i_U i_{-V} / \hat{J}^2 = 0,5 [0,5 - \cos(2\omega t + 60^\circ)] \text{ с } f_{\max} = 0,75. \quad (1231б)$$

При несимметричных токах имеют место, напротив, все четыре случая:

$$\varphi_1 = i_U^2 / \hat{J}^2 = 0,25 [1 - \cos \omega t]^2 \text{ с } f_{\max} = 1,00; \quad (1232a)$$

$$\varphi_2 = i_{-V}^2 / \hat{J}^2 = 0,25 [0,5 - \cos(\omega t + 60^\circ)]^2 \\ \text{с } \varphi_{\max} = 0,563; \quad (1232б)$$

$$\varphi_3 = i_U i_{-V} / \hat{J}^2 = 0,25 [1 - \cos \omega t] [0,5 - \cos(\omega t + 60^\circ)] \\ \text{с } \varphi_{\max} = 0,640; \quad (1232в)$$

$$\varphi_4 = i_{-V} i_W / \hat{J}^2 = 0,25 [0,5 - \cos(\omega t + 60^\circ)] [0,5 - \cos(\omega t - 60^\circ)] \\ \text{с } \varphi_{\max} = 0,250. \quad (1232г)$$

В середине проводника при симметричных токах имеют место только два случая:

$$\varphi_1 = i_U (i_{-V} + i_W) / \hat{J}^2 = 0,5 [1 - \cos 2\omega t] \\ \text{с } \varphi_{\max} = 1,00; \quad (1233a)$$

$$\varphi_2 = i_{-V} (i_U + i_{-V}) / \hat{J}^2 = -0,5 \sqrt{3} \cos(2\omega t + 30^\circ) \\ \text{с } \varphi_{\max} = 0,867. \quad (1233б)$$

При несимметричных токах, напротив, необходимо снова учитывать четыре случая:

$$\begin{aligned}\varphi_1 &= i_U (i_U + i_{-V}) / \hat{J}^2 = \\ &= 0,25 [1 - \cos \omega t] [1,5 - \cos \omega t - \cos(\omega t + 60^\circ)] \\ &\quad \text{с } \varphi_{\max} = 1,56; \quad (1234a)\end{aligned}$$

$$\varphi_2 = i_U (i_{-V} + i_W) / \hat{J}^2 = 0,25 [1 - \cos \omega t]^2 \quad \text{с } \varphi_{\max} = 1,00; \quad (1234б)$$

$$\begin{aligned}\varphi_3 &= i_{-V} (i_U + i_{-V}) / \hat{J}^2 = \\ &= 0,25 [0,5 - \cos(\omega t + 60^\circ)] [1,5 - \cos \omega t - \cos(\omega t + 60^\circ)] \\ &\quad \text{с } \varphi_{\max} = 1,16; \quad (1234в)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\varphi_4 &= i_{-V} (i_{-V} + i_W) / \hat{J}^2 = 0,25 [0,5 - \cos(\omega t + 60^\circ)] [1 - \cos \omega t] \\ &\quad \text{с } \varphi_{\max} = 0,64. \quad (1234г)\end{aligned}$$

Приведенные случаи являются, однако, предельными, которые имеют место лишь тогда, когда вся фаза обмотки расположена по одну сторону рассматриваемого проводника. Если же дело обстоит иначе, то возникает несколько различных комбинаций и должно применяться уравнение (1229).

Для определения вертикальной силы между двумя перекрещивающимися проводниками разных слоев обмотки должна быть рассчитана сила, действующая на каждый проводник. Ввиду того, что наибольшая сила возникает в середине проводника, можно ограничиться случаем двух перекрещивающихся в середине проводников. Вывести общие формулы для этого случая невозможно. Более подробно данный случай показан ниже в числовом примере.

в) Приведенная длина и поправочный коэффициент для проводников конечной длины при различных их расположениях

Мы уже видели, что сила, действующая на одну сторону катушки, обусловливается суммарным действием нескольких сторон катушек. Это действие мы учитывали посредством приведенной длины L , которая определяется (1221). Приведенная длина зависит как от размеров (длины, расстояния), так и от расположения сторон катушек. Рассчитаем эту длину для наиболее часто встречающихся на практике случаев.

Наиболее простой случай представлен на рис. 329, где рассматривается группа проводников одинаковой длины и с одинаковым расстоянием между ними. Кроме того, все проводники имеют одинаковое положение относительно исследуемого проводника. Приведенная длина n -го проводника составляет:

$$L_n = \frac{l \eta_n}{na} = \frac{l}{na} [\sqrt{1 + (na/l)^2} - na/l], \quad (1235)$$

а общая приведенная длина всей группы

$$L = \sum L_n. \quad (1236)$$

На рис. 329 кривые показывают L/l в зависимости от числа проводников n для различных значений отношения l/a . Начиная с $n > 5$ приведенная длина увеличивается, особенно при малых значениях l/a , очень незначительно. Наиболее удаленные проводники оказывают на приведенную длину лишь небольшое влияние, и поэтому часто ими можно пренебречь.

Кривые рис. 329 могут быть применены также и для случая, когда группа проводников питается различными токами. Если,

например, имеем группу из 10 проводников, из которых по первым пяти проводникам проходит ток J_1 , а по остальным пяти проводникам проходит ток J_2 , то сперва определяется $f_{\infty,1}$ с расстоянием a и током J_1 , а затем $f_{\infty,2}$ с током J_2 и тем же расстоянием a . Приведенная длина будет составлять для первой группы L_1 ($n = 5$) и для второй группы $L_2 = L \times \times (n = 10) = L (n = 5)$.

Сила $F = f_{\infty}$ по (1184)

является результирующей силой для всего рассматриваемого проводника. Однако она определяется вдоль проводника, как мы видели на рис. 314, неравномерно. В случае длинных проводников, которые закрепляются в нескольких местах, иногда желательно определить наибольшую местную силу. В рассматриваемом расположении она возникает точно против середины группы катушек; она составляет:

$$f_{1/2} = f_{\infty} \left(\eta_1 + \frac{\eta_2}{2} + \dots + \frac{\eta_n}{n} \right), \quad (1237)$$

где

$$\eta_n = \sqrt{1 + (na/l)^2} - na/l. \quad (1238)$$

На рис. 330 показано расположение, при котором параллельные проводники сдвинуты относительно друг друга в осевом направлении. Поправочный коэффициент η определяется по (1187), причем для n -го проводника расстояние между рассматриваемыми проводниками будет na , и эту величину следует подставлять в (1187) вместо a . Приведенная длина составляет:

$$L = l \sum \frac{\eta_n}{na}. \quad (1239)$$

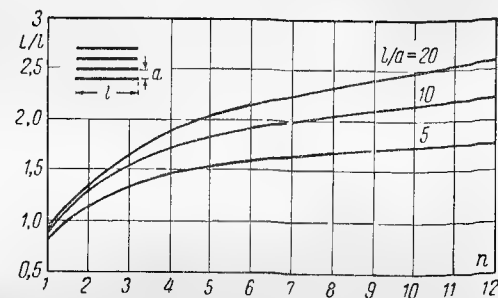


Рис. 329. Отношение L/l приведенной и действительной длины проводника в зависимости от числа (n) эффективных проводников. Все проводники имеют одинаковую длину, параллельны между собой и не сдвинуты относительно друг друга.

Сила, действующая на любую точку проводника, рассчитывается по (1182), причем поправочный коэффициент η_n должен определяться по (1183), (1186а и б). При расчете η_n для n -го проводника a должно заменяться na .

Для $\beta = 60^\circ$ и различных значений отношения l/a на рис. 330 показаны кривые L/l в зависимости от числа проводников n .

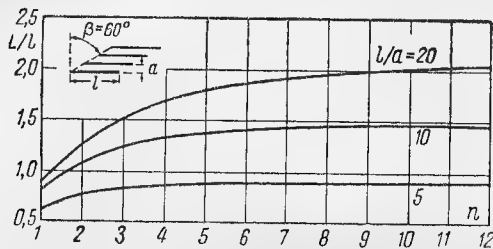


Рис. 330. Отношение L/l приведенной и действительной длины проводника в зависимости от числа (n) эффективных проводников. Все проводники имеют одинаковую длину, параллельны между собой и равномерно сдвинуты относительно друг друга.

Эти кривые имеют аналогичный характер с кривыми при расположении по рис. 329, однако их величины несколько меньше. На рис. 331, а, б и в приведены значения поправочного коэффициента η для произвольного n -го проводника и для трех различных точек $x = 0, l/2$ и l .

Для расположения проводников по рис. 332 рассмотреть приведенную длину бессмысленно. Силы в различных точках про-

водника противодействуют друг другу и дают очень малую результирующую силу, в то время как местные силы при определенных обстоятельствах могут быть значительно большими. По этой причине для данного расположения будем рассчитывать только местные силы. В уравнения (1217) и (1218), которые выражают такие

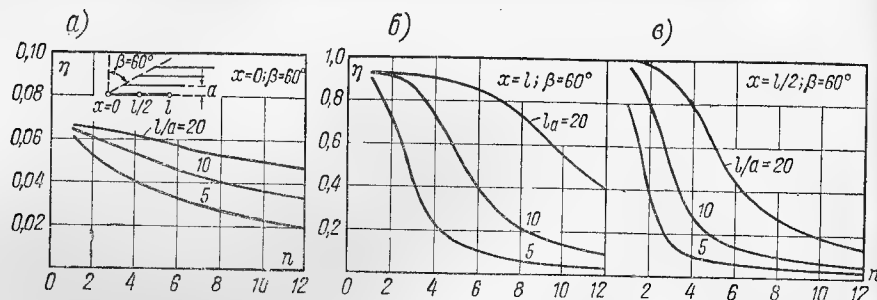


Рис. 331. Поправочный коэффициент η : а — для $x = 0$; б — для $x = l$ и в — для $x = l/2$.

силы, кроме поправочного коэффициента η , входит несколько других неизвестных величин: f_∞ , $\sin \gamma$ или $\cos \gamma$. Сила f_∞ рассчитывается по (1181) с расстоянием r . Мы выразим, однако, эту силу через расстояние a между двумя расположенными рядом друг с другом параллельными проводниками. Горизонтальная и

вертикальная силы на 1 см длины проводника при этом состав-
ляют:

$$f_h = f_\infty(a) \frac{a}{r} \eta \sin \gamma = f_\infty(a) \zeta_h; \quad (1240)$$

$$f_v = f_\infty(a) \frac{a}{r} \eta \cos \gamma \cos \beta = f_\infty(a) \cos \beta \zeta_v. \quad (1241)$$

Величины r , α_1 , α_2 и γ могут быть определены по чертежу, после чего можно рассчитать поправочные коэффициенты ζ_h и ζ_v . Эти коэффициенты были рассчитаны для примера $\beta = 120^\circ$, $a = 1$, $l = 12$, $d = 1, 2, 3$ и приведены на рис. 332, а и б. Рис. 332, а

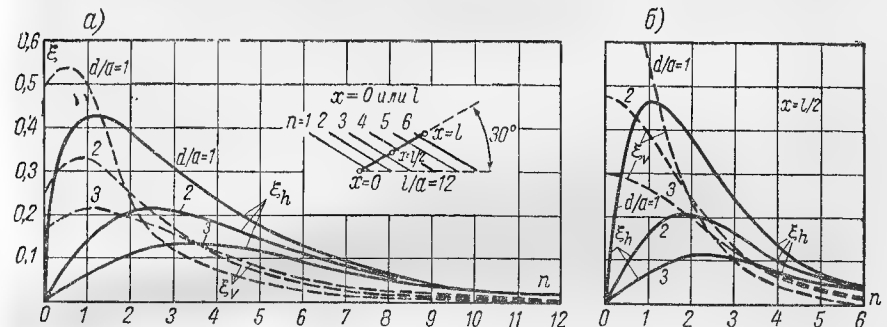


Рис. 332. Коэффициенты ζ_h и ζ_v для горизонтальной и вертикальной составляющей силы в зависимости от числа перекрещивающихся проводников: а — для конечных точек проводника ($x = 0$ или l) и б — для середины проводника ($x = l/2$).

справедлив для начальной точки проводника $x = 0$ (или его конечной точки $x = l$), а рис. 332, б относится к середине проводника ($x = l/2$). Угол β колеблется между 90 и 140° . Кривые на рис. 332, а и б соответствуют среднему значению β . Все значения ζ_v имеют одинаковый знак, и при одном и том же направлении тока во всех проводниках результирующая сила будет выражаться арифметической суммой произведений $i \zeta_v$. То же самое справедливо для горизонтальных сил в точках $x = 0$ или $x = l$. В противоположность этому, при $x = l/2$ знак ζ_h меняется, так что следует подставлять разность произведений $i \zeta_h$ для проводников, расположенных слева и справа от $x = l/2$. Если с обеих сторон находится одинаковое количество проводников, то сила равна нулю.

г) Числовой пример

Для числового примера возьмем обмотку турбогенератора 7800 ква (рис. 333). Это однослойная обмотка с катушками одинаковой формы. Машина имеет 60 пазов и шаг обмотки 1—26.

Ударный ток короткого замыкания в одной стороне катушки, которую будем называть простоты ради проводником, равен $\hat{J} = 46,4$ ка. Расстояние между слоями, в которых расположены лобовые соединения, непостоянно, однако в расчет будем принимать среднее расстояние $d = 0,12$ м.

Сперва определим различные силы, исходя из предположения, что токи симметричны. Максимальную величину тока примем $\hat{J} = 46,4$ ка. Сила на 1 см длины проводника при их расстоянии друг от друга $a = 0,041$ м составляет:

$$f_{\infty} = \frac{0,4\pi \cdot 10^{-6} \cdot 46,4^2 \cdot 10^6}{2\pi \cdot 0,041} = 10\,500 \text{ н/м.}$$

Рассмотрим первый проводник фазы U , который показан на рис. 333 жирной линией, и рассчитаем вначале горизонтальную

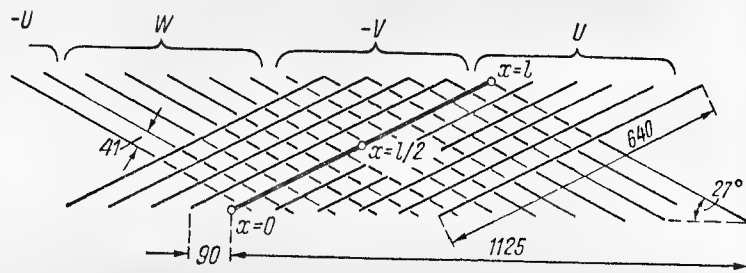


Рис. 333. Однослойная обмотка турбогенератора 7800 ква с катушками одинаковой формы.

силу, действующую со стороны остальных проводников того же слоя. Слева от рассматриваемого проводника расположены пять проводников фазы $-V$, а справа от него четыре проводника фазы U , к которой относится рассматриваемый проводник. Для упрощения расчета будем принимать во внимание в обоих случаях только пять проводников. При отношении $l/a = 64/4,1 = 15,6$ для точки $x = 0$ получаем с помощью рис. 331, б следующую сумму поправочных коэффициентов фазы V :

$$\begin{aligned} \sum \eta' = \sum \eta_x \frac{a}{a_x} &= 0,935 + \frac{0,920}{2} + \frac{0,89}{3} + \\ &+ \frac{0,80}{4} + \frac{0,70}{5} = 2,04 \end{aligned}$$

и фазы U (рис. 331, а):

$$\sum \eta'' = 0,065 + \frac{0,063}{2} + \frac{0,060}{3} + \frac{0,056}{4} + \frac{0,050}{5} = 0,14,$$

Как видно из этих цифр, вполне допустимо пренебречь коэффициентом $\sum \eta''$; тогда получим следующую горизонтальную силу для точки $x = 0$ по (1223):

$$f \approx -0,5 \cdot 10\,500 \cdot 2,04 [0,5 - \cos(2\omega t + 60^\circ)]$$

и для точки $x = l$ по (1224):

$$f \approx 0,5 \cdot 10\,500 \cdot 2,04 [0,5 - \cos(2\omega t - 60^\circ)].$$

Максимальные значения силы составляют:
при $x = 0$

$$f_{\max} = -5250 \cdot 2,04 \cdot 1,5 = -16\,000 \text{ н/м,}$$

при $x = l$

$$f_{\max} = 5250 \cdot 2,04 \cdot 2 = 21\,400 \text{ н/м.}$$

Для точки $x = l/2$ с помощью рис. 331, в получаем:

$$\begin{aligned} \sum \eta &= 0,99 + \frac{0,89}{2} + \frac{0,70}{3} + \\ &+ \frac{0,50}{4} + \frac{0,35}{5} = 1,86 \end{aligned}$$

и силу по (1225)

$$f = 5250 \cdot 1,86 [0,5 - \cos(2\omega t - 60^\circ)].$$

Изменения всех этих сил в зависимости от времени показаны на рис. 334 жирными кривыми. Наибольшая сила возникает при $x = l$. Эта сила является пульсирующей и всегда сохраняет одно и то же направление. Силы при $x = 0$ и $l/2$ несколько меньше и меняют свое направление. Максимальные величины всех этих сил возникают одновременно, вследствие чего получается не только результирующая сила, но и вращающий момент. Результирующую силу можно рассчитать также и с помощью приведенной длины. Согласно рис. 330 эта длина $L = 1,6l = 1,6 \cdot 0,64 = 1,02$ м, а результирующая сила будет составлять [см. (1199а)]:

$$F_{\max} = 0,75 f_{\infty} L = 0,75 \cdot 10\,500 \cdot 1,02 = 8000 \text{ н.}$$

Средняя величина силы на метр длины равна $8000/0,64 = 12\,500$ н/м. Максимальная величина составляла $21\,000$ н/м.

Горизонтальную силу, действующую со стороны другого слоя, рассчитываем с помощью коэффициентов ζ_h по рис. 332. Ввиду того, что отношения $d/a = 12/4,1 \approx 3$ и $l/a = 15,6$ являются почти

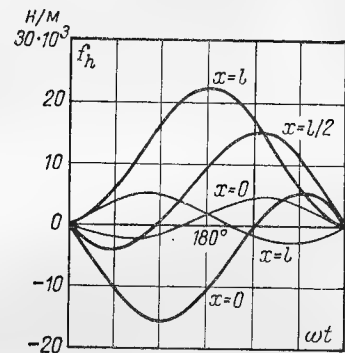


Рис. 334. Горизонтальные составляющие силы, действующие в различных точках проводника фазы U при симметричных токах в течение одного полупериода. Кривые, вычерченные жирными линиями, показывают силы, создаваемые проводниками того же слоя, а кривые, вычерченные тонкими линиями, показывают силы, создаваемые проводниками нижнего слоя.

такими же, как в случае кривой 3, можем использовать значения этой кривой. В точке $x = l$ для проводников фазы $-V$ получаем:

$$\sum \zeta'_h = 0,065 + 0,115 + 0,135 + 0,130 + 0,115 = 0,58,$$

а для проводников фазы U :

$$\sum \zeta''_h = 0,09 + 0,07 + 0,05 + 0,04 + 0,03 = 0,28.$$

Сила, создаваемая обеими фазами, согласно (1226) составляет:

$$\begin{aligned} f &= f_\infty [\sum \zeta'_h i_U i_{-V} + \sum \zeta''_h i_U i_W] / \hat{I}^2 = \\ &= 5250 \{0,58 [0,5 - \cos(2\omega t + 60^\circ)] - \\ &\quad - 0,28 [0,5 - \cos(2\omega t - 60^\circ)]\}. \end{aligned}$$

Сила в точке $x = 0$ с учетом того, что коэффициенты ζ_h меняют свой знак,

$$\begin{aligned} f &= 5250 \{0,58 [0,5 - \cos(2\omega t - 60^\circ)] - \\ &\quad - 0,28 [0,5 - \cos(2\omega t + 60^\circ)]\}. \end{aligned}$$

Обе эти силы показаны на рис. 334 (кривые, вычерченные тонкими линиями) в зависимости от времени. Сила, действующая со стороны другого слоя, в точке $x = l/2$ равна нулю.

Путем суммирования сил, создаваемых обоими слоями, получаем результирующую горизонтальную силу, действующую на проводник. При $x = l$ и $\omega t \approx 90^\circ$ максимальная величина силы равна $15\,600 + 4\,900 = 20\,500$ н/м. Однако влияние другого слоя на максимальную величину горизонтальной силы незначительно. Для практических целей часто вполне достаточно учитывать только тот слой, к которому относится рассматриваемый проводник.

Горизонтальная сила, действующая на соединительный элемент крайних проводников фазы U и фазы $-V$, дается уравнениями (1127а, б и в). Наибольшая сила возникает при $x = l/2$ и составляет $10\,500 \cdot 1,86 = 19\,600$ н/м (рис. 335). Сила пульсирует между значениями 0 и $19\,600$ н/м, т. е. соединительный элемент испытывает только растягивающие нагрузки, а сжатию не подвергается. В точках $x = 0$ и l максимальные значения силы равны -5300 и $16\,000$ н/м. Соединительный элемент подвергается как сжатию (отрицательный знак), так и растяжению (положительный знак).

Теперь обратимся к расчету вертикальной силы. Эта сила создается согласно нашей упрощенной схеме исключительно проводниками другого слоя. Сначала рассмотрим крайний проводник фазы U , который показан на рис. 333 жирной линией. Этот проводник подвержен воздействию как со стороны проводников фазы $-V$, так и со стороны проводников фазы W . В нашем расчете ограничимся только пятью наиболее близко расположенными проводниками.

Для точек $x = 0$ и $x = l$ получаем по рис. 332, а следующие поправочные коэффициенты:

$$\sum \zeta_v = 0,160 + 0,215 + 0,200 + 0,155 + 0,115 = 0,845.$$

В точке $x = 0$, где действует фаза $-W$, сила при $\cos \beta = 0,588$ ($\beta = 54^\circ$) составляет:

$$f = 5250 \cdot 0,845 \cdot 0,588 [-0,5 + \cos(2\omega t - 60^\circ)],$$

а в точке $x = l$, где действует фаза $-V$,

$$f = 5250 \cdot 0,845 \cdot 0,588 [0,5 - \cos(2\omega t + 60^\circ)].$$

В точке $x = l/2$ на рассматриваемый проводник одновременно действуют фазы $-V$ и W . Один проводник фазы W расположен непосредственно под рассматриваемым проводником, и поэтому коэффициент ζ_v будет для фазы W несколько больше, чем для

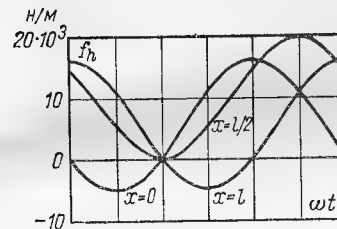


Рис. 335. Горизонтальные составляющие силы, действующие на соединительный элемент двух смежных проводников фаз U и $-V$ одного слоя при симметричных токах, в зависимости от времени.

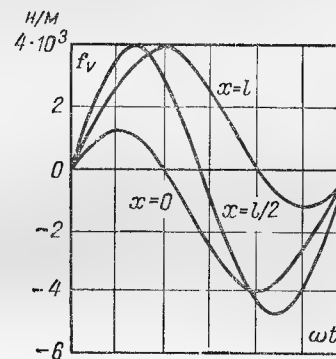


Рис. 336. Вертикальные составляющие силы, действующие на проводник фазы U при симметричных токах в течение одного полупериода.

фазы $-V$. С помощью кривой по рис. 332, б получаем для фазы $-V$:

$$\sum \zeta_v = 0,270 + 0,200 + 0,120 + 0,060 + 0,035 = 0,685,$$

а для фазы W :

$$\sum \zeta_v = 0,300 + 0,270 + 0,200 + 0,120 + 0,060 = 0,905.$$

Сила составляет:

$$\begin{aligned} f &= 5250 \cdot 0,588 \{0,685 [0,5 - \cos(2\omega t - 60^\circ)] + \\ &\quad + 0,905 [-0,5 + \cos(2\omega t - 60^\circ)]\}. \end{aligned}$$

Изменение вертикальной силы в точках $x = 0$, $l/2$ и l показано на рис. 336. Наибольшей вертикальной силой является в точке $x = l/2$. Если предположить, что в этой точке проводник

расположен симметрично относительно обеих фаз $-V$ и W , то коэффициент ζ_v будет для обеих фаз одинаковым и равным приблизительно 0,80. При этом для вертикальной силы получается очень простое выражение [см. (1233a)]:

$$f' \approx 5250 \cdot 0,80 \sqrt{3} \cdot 0,588 \sin 2\omega t$$

с максимальным значением 4300 н/м.

Для того чтобы рассчитать силу, действующую на соединительный элемент, связывающий проводник верхнего слоя с проводником нижнего слоя, необходимо определить силы, действующие на оба эти проводника. Так как мы видели, что наибольшая сила возникает в точке $x = l/2$, ограничимся рассмотрением только этой точки. Вертикальную силу, действующую на проводник верхнего слоя, мы уже определили. В качестве нижнего проводника примем крайний проводник фазы $-V$, который пересекает крайний проводник фазы U как раз в точке $x = l/2$. На крайний проводник фазы $-V$ действуют силы как со стороны фазы $-V$, так и со стороны фазы W . При симметричном положении проводника относительно обеих фаз (одинаковые значения коэффициента ζ_v) вертикальная сила, действующая на этот проводник, составляет [см. (1233б)]:

$$f'' \approx -5250 \cdot 0,80 \cdot 0,588 [1,5 + \sqrt{3} \sin 2\omega t].$$

Вертикальная сила, действующая на рассматриваемый проводник фазы $-V$ в нижнем слое, больше силы, действующей на проводник фазы U верхнего слоя; ее максимальная величина составляет $5250 \cdot 0,80 \cdot 0,588 (1,5 + \sqrt{3}) = 7950$ н/м. Сила, действующая на соединительный элемент, представляет собой разность между силами, действующими на верхний и нижний проводники:

$$f_B = f' - f'' = 0,5 f_\infty \sum \zeta_v \cos \beta [1,5 + 2 \sqrt{3} \sin 2\omega t].$$

Их максимальные значения равны 12 200 и -4800 н/м. Положительный знак означает притягивающую силу, т. е. силу давления на соединительный элемент. Таким образом, на соединительный элемент действует сжимающая сила 12 200 н/м и растягивающая сила 4800 н/м.

Для того чтобы наглядно показать направление этих сил, на рис. 337 и 338 приведены токи для $\omega t = -45^\circ$ и $+45^\circ$. Фазы обмотки представлены простоты ради только одним проводником, который расположен в середине фазы. Для проводника U верхнего слоя получается сила $f' = 10\,500 \cdot 0,80 \cdot 0,588 \times 0,707 (0,259 + 0,967) = 4250$ н/м. Ввиду того, что токи проводников имеют преимущественно противоположные направления, сила является отталкивающей и направлена вверх. Для проводника $-V$ нижнего слоя получаем отталкивающую силу

$$f'' = 10\,500 \cdot 0,80 \cdot 0,588 \cdot 0,259 (0,707 - 0,259) = 570 \text{ н/м};$$

она направлена вниз. На соединительный элемент действует растягивающая сила $f_B = 4250 - (-570) = 4820$ н/м.

Для случая, показанного на рис. 338, аналогичным путем получаем:

$$f' = 10\,500 \cdot 0,80 \cdot 0,588 \cdot 0,707 (0,967 + 0,259) = 4250 \text{ н/м}$$

и

$$f'' = 10\,500 \cdot 0,80 \cdot 0,588 \cdot 0,967 (0,967 + 0,707) = 8000 \text{ н/м}.$$

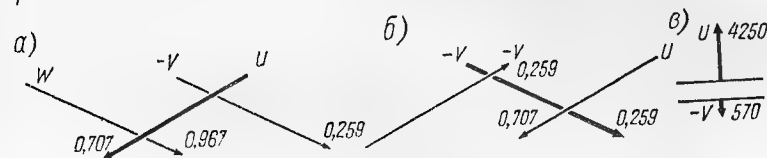


Рис. 337. К определению силы, действующей на соединительный элемент проводников разных слоев при $x \approx l/2$ и $\omega t = -45^\circ$: а и б — положение проводников и токи в них; в — силы, действующие на крайний проводник фазы U в верхнем слое и на крайний проводник фазы $-V$ в нижнем слое. Оба проводника пересекаются вблизи точки $x = l/2$.

На соединительный элемент действует сжимающая сила

$$f_B = 4250 + 8000 = 12\,250 \text{ н/м}.$$

Для расчета сил при несимметричных токах примем за основу фазные токи по (1203а, б и в). Горизонтальная сила, действующая

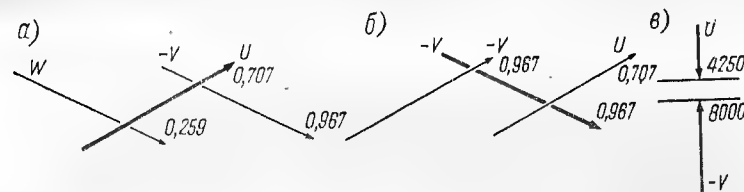


Рис. 338. К определению силы, действующей на соединительный элемент проводников разных слоев при $x \approx l/2$ и $\omega t = 45^\circ$: а и б — положение проводников и их токи; в — силы, действующие на крайний проводник фазы U в верхнем слое и на крайний проводник фазы $-V$ в нижнем слое. Оба проводника пересекаются вблизи точки $x = l/2$.

на крайний проводник фазы U со стороны проводников того же слоя (т. е. фаз U и $-V$), составляет [см. (1228а, б и в)]:

при $x = 0$

$$f' \approx -0,25 \cdot 10\,500 \cdot 2,04 [1 - \cos \omega t] [0,5 - \cos (\omega t + 60^\circ)];$$

при $x = l/2$

$$f' = 0,25 \cdot 10\,500 \cdot 1,86 [1 - \cos \omega t] [0,5 - \cos (\omega t - 60^\circ)];$$

при $x = l$

$$f' \approx 0,25 \cdot 10\,500 \cdot 2,04 [1 - \cos \omega t]^2.$$

Изменение этих сил в зависимости от времени показано на рис. 339 (кривые, вычерченные жирными линиями). К ним добавляются еще силы, действующие со стороны проводников другого слоя; они имеют следующие величины [см. (1226а, б и в)]:
при $x = 0$

$$\begin{aligned} \ddot{f}'' &= -f_{\infty} i_U [\sum \zeta_h' i_w + \sum \zeta_h'' i_{-V}] = \\ &= -0,25 f_{\infty} [1 - \cos \omega t] [0,5 (\sum \zeta_h' + \sum \zeta_h'') - \\ &- \sum \zeta_h' \cos(\omega t - 60^\circ) - \sum \zeta_h'' \cos(\omega t + 60^\circ)] = \\ &= -0,25 \cdot 10\,500 [1 - \cos \omega t] [0,5 (0,58 + 0,28) - \\ &- 0,58 \cos(\omega t - 60^\circ) - 0,21 \cos(\omega t + 60^\circ)]; \end{aligned}$$

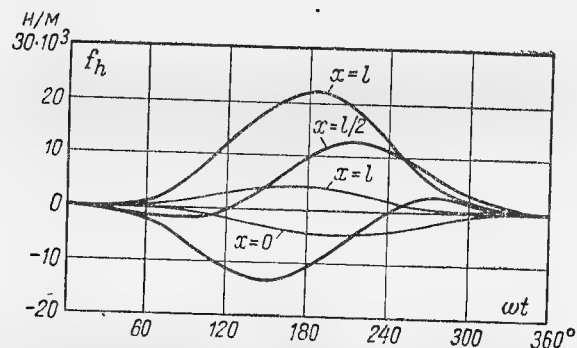


Рис. 339. Горизонтальная составляющая силы, действующая на крайний проводник фазы U со стороны проводников того же слоя (жирные кривые) и со стороны проводников нижнего слоя (тонкие кривые) при несимметричных токах, в зависимости от времени.

при $x = l$

$$\begin{aligned} \ddot{f}'' &= f_{\infty} i_U [\sum \zeta_h' i_{-V} + \sum \zeta_h'' i_w] = \\ &= 0,25 f_{\infty} (1 - \cos \omega t) [0,5 (\sum \zeta_h' + \sum \zeta_h'') - \\ &- \sum \zeta_h' \cos(\omega t + 60^\circ) - \sum \zeta_h'' \cos(\omega t - 60^\circ)] = \\ &= 0,25 \cdot 10\,500 [1 - \cos \omega t] [0,5 (0,58 + 0,2) - \\ &- 0,58 \cos(\omega t + 60^\circ) - 0,28 \cos(\omega t - 60^\circ)]. \end{aligned}$$

Две последние силы показаны на рис. 339 кривыми, вычерченными тонкими линиями. В численном выражении они меньше первых сил. Максимальная величина в точке $x = l$ при $\omega t \approx 180^\circ$ составляет $21\,000 + 4500 = 25\,500$ н/м. Это приблизительно такая же величина, как при симметричных токах ($20\,500$ н/м). Однако изменение во времени в обоих случаях различно.

При расчете горизонтальной силы, действующей на соединительный элемент между крайними проводниками фазы U и фазы

$-V$, будем учитывать только влияние проводников того слоя, к которому относятся указанные проводники. Влияние другого слоя, как мы видели, незначительно. Кроме того, для точек $x = 0$ и l в расчет можно принимать только действие одной фазы, так как поправочный коэффициент η'' другой фазы также незначителен ($0,14$ по сравнению с $2,04$). Сила определяется в виде разности сил, действующих на проводник фазы U и проводник фазы $-V$. При этом получаем [см. (1227а, б и в)]:

при $x = l$

$$\begin{aligned} \ddot{f}_B &= f_{\infty} [\eta' i_U (i_U - i_{-V}) - \eta'' i_{-V} (i_U - i_{-V})] = \\ &= f_{\infty} (i_U - i_{-V}) (\eta' i_U - \eta'' i_{-V}) \approx f_{\infty} i_U (i_U - i_{-V}) \eta' = \\ &= 0,25 \cdot 10\,500 \cdot 2,04 [1 - \cos \omega t] [0,5 - \cos(\omega t - 60^\circ)]; \end{aligned}$$

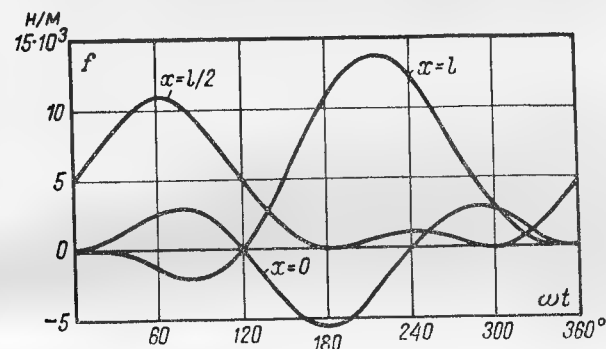


Рис. 340. Горизонтальная составляющая силы, действующая на соединительный элемент между крайними проводниками фазы U и фазы $-V$ в одном слое при несимметричных токах, в зависимости от времени (кривую для $x = l/2$ следует сдвинуть на 180°).

при $x = l/2$

$$\begin{aligned} \ddot{f}_B &= f_{\infty} \eta [i_U (i_U - i_{-V}) + i_{-V} (i_{-V} - i_U)] = f_{\infty} \eta (i_U - i_{-V})^2 = \\ &= 0,25 \cdot 10\,500 \cdot 1,86 [0,5 - \cos(\omega t - 60^\circ)]^2; \end{aligned}$$

при $x = 0$

$$\begin{aligned} \ddot{f}_B &= f_{\infty} \eta' i_{-V} (i_{-V} - i_U) = \\ &= -0,25 \cdot 10\,500 \cdot 2,04 [0,5 - \cos(\omega t - 60^\circ)] [0,5 - \cos(\omega t - 60^\circ)]. \end{aligned}$$

Изменение этих сил во времени показано на рис. 340. Отрицательный знак указывает на сжимающую силу, а положительный знак — на растягивающую. В соответствии с этим сила в точке $x = l/2$ является чисто растягивающей, в то время как в точках $x = l$ и 0 действуют также небольшие сжимающие силы. Наибольшая растягивающая сила возникает при $x = l$ и $\omega t = 210^\circ$ и составляет $13\,700$ н/м. Таким образом, растягивающая сила меньше, чем при симметричных токах ($19\,600$ н/м).

Для определения вертикальных сил рассмотрим крайний проводник фазы U в верхнем слое и крайний проводник фазы $-V$ в нижнем слое. Оба проводника перекрещиваются в точке $x \approx l/2$ (см. рис. 337 и 338). Для первого из этих проводников получаем [см. (1232в) и (1234б)]:

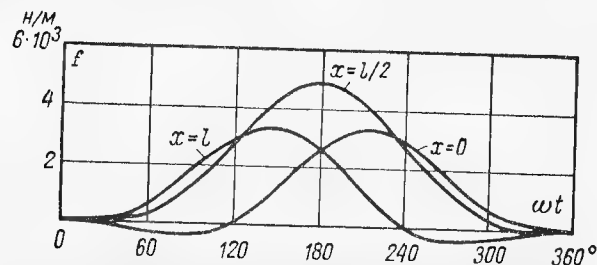


Рис. 341. Вертикальная составляющая силы, действующая на крайний проводник фазы U в верхнем слое при несимметричных токах, в зависимости от времени.

при $x = l$

$$\begin{aligned} f &= f_{\infty} i_U i_{-V} \cos \beta \sum \zeta'_v = \\ &= 0,25 \cdot 10\,500 \cdot 0,588 \cdot 0,845 [1 - \cos \omega t] [0,5 - \cos (\omega t + 60^\circ)]; \end{aligned}$$

при $x = l/2$

$$\begin{aligned} f &= f_{\infty} i_U (i_{-V} + i_W) \cos \beta \sum \zeta''_v = \\ &= 0,25 \cdot 10\,500 \cdot 0,588 \cdot 0,80 [1 - \cos \omega t]^2; \end{aligned}$$

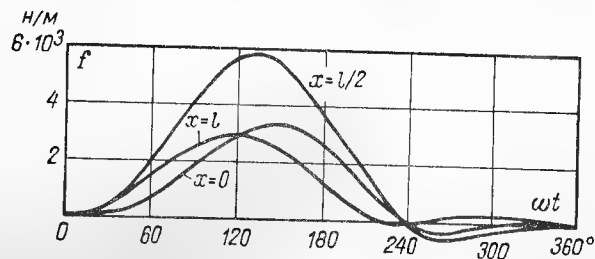


Рис. 342. Вертикальная составляющая силы, действующая на крайний проводник фазы $-V$ в нижнем слое при несимметричных токах, в зависимости от времени.

при $x = 0$

$$\begin{aligned} f &= f_{\infty} i_U i_W \cos \beta \sum \zeta'_v = \\ &= 0,25 \cdot 10\,500 \cdot 0,588 \cdot 0,845 [1 - \cos \omega t] [0,5 - \cos (\omega t - 60^\circ)]. \end{aligned}$$

Для другого проводника соответственно справедливо: при $x = l$

$$\begin{aligned} f &= f_{\infty} i_{-V}^2 \cos \beta \sum \zeta'_v = \\ &= 0,25 \cdot 10\,500 \cdot 0,588 \cdot 0,845 [0,5 - \cos (\omega t + 60^\circ)]; \end{aligned}$$

при $x = l/2$

$$\begin{aligned} f &= f_{\infty} i_{-V} (i_{-V} + i_U) \cos \beta \sum \zeta''_v = 0,25 \cdot 10\,500 \cdot 0,588 \cdot 0,80 \times \\ &\times [0,5 - \cos (\omega t + 60^\circ)] [1,5 - \cos \omega t - \cos (\omega t + 60^\circ)]; \end{aligned}$$

при $x = 0$

$$\begin{aligned} f &= f_{\infty} i_U i_{-V} \cos \beta \sum \zeta'_v = \\ &= 0,25 \cdot 10\,500 \cdot 0,588 \cdot 0,845 [1 - \cos \omega t] [0,5 - \cos (\omega t + 60^\circ)]. \end{aligned}$$

Эти силы показаны на рис. 341 и 342. Положительный знак показывает, что сила сжимает оба слоя.

На рис. 343 показана сила, действующая на соединительный элемент между проводниками обоих слоев, которая равна разности обеих вертикальных сил в соответствующей точке. Отрицательный знак указывает на растягивающую силу, а положительный знак — на сжимающую силу на соединительном элементе. Действующие на проводники вертикальные силы являются пульсирующими, но практически одинаково направленными силами. Максимальное значение 5800 н/м приходится на нижний проводник при $x = l/2$ и $\omega t = 135^\circ$. В противоположность этому, сила, действующая на соединительный элемент в точке $x = l/2$, переменная и имеет максимальное значение ± 3050 н/м.

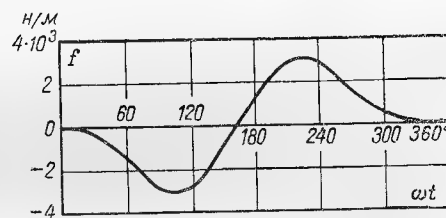


Рис. 343. Вертикальная составляющая силы, действующая на соединительный элемент между обоими слоями при несимметричных токах, в зависимости от времени. Имеется в виду соединительный элемент, расположенный между крайними проводниками фаз U и $-V$, перекрещивающихся вблизи точки $x = l/2$. Отрицательный знак указывает на растягивающую силу, а положительный знак — на сжимающую силу.

д) Силы, вызываемые обмоткой ротора

Ввиду того, что очень трудно определить действительное пространственное положение обеих обмоток, точный расчет действия обмотки ротора невозможен. Поэтому мы вынуждены схематизировать и упрощать ее расположение. Лобовые соединения обмотки ротора заменяются одним единственным проводником, через который проходит полный ток (рис. 344). Его длина составляет у машин с неявнополюсным ротором приблизительно $2/3$ т. Обмотка

ротора разворачивается и поэтому представляется, особенно у двух-полюсных машин, значительно более длинной, чем действительная обмотка. Для того чтобы хотя бы приближенно компенсировать возникающую вследствие этого погрешность, уменьшаем ток ротора пропорционально отношению радиусов кривизны (ρ) поверхностей, в которых расположены обмотки. Шаг обмотки статора принимаем равным $\frac{5}{6}\tau$. Далее ограничиваемся наиболее важным в практическом отношении случаем несимметричных токов и предполагаем, что ток фазы U достиг своего максимального

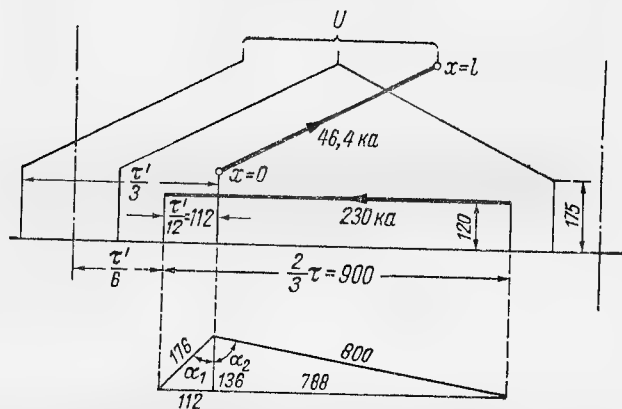


Рис. 344. Положение обмотки неявнополюсного ротора относительно крайнего проводника фазы U при коротком замыкании. Токи статора и ротора имеют свои максимальные значения, которые указаны на рисунке.

значения. Эта фаза находится в симметричном положении относительно середины полюса.

Упомянутый случай приведен на рис. 344. Наибольшая сила действует на крайний проводник фазы, который выделен на рисунке жирными линиями. На рис. 344 указаны размеры, соответствующие численному примеру, рассмотренному выше. В этом примере мы не учитываем влияние демпферной обмотки и предполагаем, что весь ток ротора проходит через обмотку возбуждения. В действительности этот ток распределяется между обмоткой возбуждения и демпферной обмоткой. В случае массивного ротора без демпферной обмотки последняя как бы заменяется вихревыми токами в стали. Ввиду того, что вихревые токи направлены вдоль поверхности, мы можем, не совершая большой ошибки, перенести их в обмотку возбуждения. Пренебрежение вихревыми токами приводит, однако, к большим погрешностям и поэтому недопустимо.

С учетом принятых ранее упрощений можем приближенно определить ток ротора по намагничивающей силе статора из уравнения

$$\hat{J}_2 \approx \theta_d/2 = \frac{m}{\pi} \cdot \frac{\omega_1 \xi_1}{p} \hat{J}_1. \quad (1242)$$

Уравнение (1242) справедливо как для симметричных, так и для несимметричных токов при переходных процессах в соответствии с (1203а, б и в). Налагающиеся постоянные токи создают в последнем случае намагничивающую силу, которая равна намагничивающей силе, вызванной переменными токами. Если максимальная величина тока статора $\hat{J}_1 = 46,4$ ка, $m = 3$, $\omega_1 = 80$, $\xi_1 = 0,92$ и $p = 1$, по (142) получаем:

$$\hat{J}_2 = \frac{3}{\pi} 80 \cdot 0,92 \cdot 46,4 = 325 \text{ ка},$$

или при уменьшении соответственно радиусам кривизны:

$$\hat{J}_2' = 325 \cdot 300/425 = 230 \text{ ка}.$$

Наибольшая сила действует на нижний конец проводника, который мы обозначили раньше через $x = 0$. Плоскость, проходящая через точку $x = 0$, и проводник, который изображает обмотку возбуждения, также показаны на рис. 344. Расстояние между точкой $x = 0$ и проводником ротора равно $r = \sqrt{0,055^2 + 0,125^2} = 0,136$ м, где 0,125 м означает радиальное расстояние (перпендикулярно плоскости рисунка), а 0,055 м — осевое расстояние. Далее, по рис. 344 получаем:

$$\eta = (\sin \alpha_1 + \sin \alpha_2)/2 = [112/176 + 788/800]/2 = 0,82;$$

$$\sin \gamma = 5,5/13,6 = 0,405 \text{ и } \cos \gamma = 12,5/13,6 = 0,92.$$

Горизонтальную силу, действующую на проводник статора, рассчитываем по (1217):

$$f_h = 2 \cdot 0,82 \cdot 46,4 \cdot 230 \cdot 10^6 \cdot 0,405 \cdot 10^{-7}/0,136 = 5200 \text{ н/м},$$

а вертикальную силу по (1218) с $\cos \beta = \cos 27^\circ = 0,89$:

$$f_v = 2 \cdot 0,82 \cdot 46,4 \cdot 230 \cdot 10^6 \cdot 0,92 \cdot 0,89 \cdot 10^{-7}/0,136 = 10500 \text{ н/м}.$$

В момент времени $\omega t = 180^\circ$ действующая в точке $x = 0$ горизонтальная сила, вызванная остальными проводниками того же слоя (фазы U и $-V$), составляет:

$$f_h = \frac{1}{4} f_\infty [\eta' i_U^2 - \eta'' i_{-V} i_U] =$$

$$= 0,25 \cdot 10500 [2,04 \cdot 2^2 - 0,14 \cdot 1 \cdot 2] = 20500 \text{ н/м},$$

а горизонтальная сила, вызванная тремя проводниками фазы другого слоя, равна

$$f_h = \frac{1}{4} f_\infty \xi_h i_U i_W = -0,25 \cdot 10500 \cdot 0,305 \cdot 2 \cdot 1 = -1570 \text{ н/м}.$$

Коэффициент $\xi_n = 0,035 + 0,090 + 0,180 = 0,305$ определен по рис. 332 при $n = 0,5; 1,5$ и $2,5$. Полная горизонтальная сила, направленная перпендикулярно проводнику, равна $20\,500 - 1570 + 5200 = 24\,130$ н/м; она отталкивает проводник от пакета стали. Вертикальная сила, создаваемая тремя проводниками W , составляет:

$$f_v = \frac{1}{4} f_{\infty} \xi_n i_U i_W = -0,25 \cdot 10\,500 \cdot 0,59 \cdot 2 \cdot 1 = -3100 \text{ н/м},$$

где $\xi_v = 0,20 + 0,21 + 0,18 = 0,59$. Эти цифры определены по рис. 332 при $n = 0,5; 1,5$ и $2,5$.

Результирующая вертикальная сила равна $-3100 - 10\,500 = -13\,600$ н/м. Отрицательный знак указывает на то, что она направлена в сторону от ротора.

Аналогично рассчитываем влияние зеркального отображения обмотки возбуждения при $r = \sqrt{0,295^2 + 0,125^2} = 0,32$ м, $\eta = 0,63$, $\cos \gamma = 0,39$ и $\sin \gamma = 0,92$:

$$f_h = 2 \cdot 0,63 \cdot 46,4 \cdot 230 \cdot 10^6 \cdot 0,92 \cdot 10^{-7} / 0,32 = 3290 \text{ н/м};$$

$$f_v = 2 \cdot 0,63 \cdot 46,4 \cdot 230 \cdot 10^6 \cdot 0,39 \cdot 0,89 \cdot 10^{-7} / 0,32 = 1180 \text{ н/м}.$$

Эти величины незначительны, и практически ими можно пренебречь.

Влияние обмотки ротора на силу, действующую на крепление между проводниками в горизонтальном и в вертикальном направлениях, как правило, невелико и исчезает полностью, когда расстояние между скрепленными проводниками равно нулю. Это объясняется тем, что сила, вызванная обмоткой ротора, оказывает одинаковое влияние на каждый из проводников, связанных между собой соединительными элементами.

е) Результирующие силы, действующие на крепления обмотки

Отдельные катушки и группы катушек объединяются в лобовом пространстве с помощью креплений в единую в механическом отношении конструкцию. При этом на крепления действует только результирующая сила, вызываемая силами, действующими на отдельные катушки. Поэтому можем заменить все группы катушек одним фиктивным проводником, по которому проходит полный ток группы.

На рис. 345, а показаны две группы катушек двухъярусной обмотки электродвигателя с короткозамкнутым ротором. Эквивалентный проводник представляет собой замкнутое кольцо, расположенное в лобовом пространстве концентрично расточке статора. Его можно в известной мере сравнивать с короткозамыкающим кольцом демпферной клетки. Однако распределение тока вдоль этого кольца несколько отличается от распределения тока

в короткозамыкающем кольце. В отдельных местах ток изменяется скачкообразно. На среднем участке (X) полюсного деления (рис. 345, в) ток $J_e = \hat{J}_1 \omega_1 / p$, а на других участках (Y и Z) ток по величине такой же, но сдвинут по фазе на $\pm 60^\circ$.

На рис. 345, б показаны мгновенные значения токов, причем ток на среднем участке имеет максимальную величину. При гармоническом анализе определяют основную волну J_{e1} . Если ввести общую намагничивающую силу на пару полюсов

$$0_a = \frac{2m\omega_1 \xi_1}{\pi p} \hat{J}_1, \quad (1243)$$

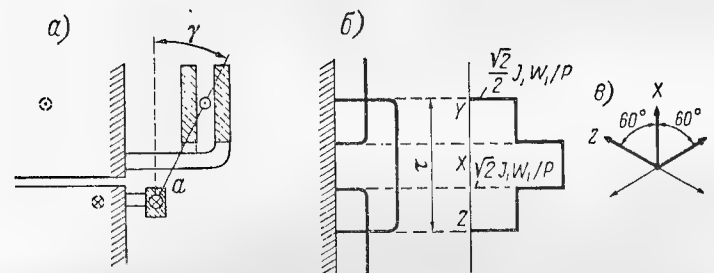


Рис. 345. Двухъярусная обмотка (а); эквивалентный ток всей обмотки в момент, когда ток средней группы достигает максимальной величины (б); диаграмма тока для участков X, Y и Z (в).

то основная гармоническая эквивалентного тока статора равна

$$\hat{J}_{1e} = 0_a. \quad (1244a)$$

Амплитуда тока в короткозамыкающем кольце

$$\hat{J}_R = 0_a / 2. \quad (1244б)$$

Обмотка возбуждения синхронной машины также заменяется эквивалентным проводником. Этот проводник помещается приблизительно в середине сечения обмотки (несколько ближе к стали), и через него проходит полный ток обмотки; в противоположность эквивалентному току статора, вдоль эквивалентного проводника он не меняется. Длина эквивалентного проводника составляет у явнополюсных машин приблизительно $\tau/2$, а у двухполюсных машин с неявнополюсным ротором — примерно $2\tau/3$. Для дальнейшего расчета удобнее иметь одинаковую длину проводников статора и ротора. Ток, сконцентрированный только на одном участке, заменяем эквивалентным током ротора, синусоидально распределенным вдоль всего полюсного деления. Амплитуда этого тока равна у явнополюсных машин $4\sqrt{3}/2\pi \approx 1,1$ -кратной величине, а у машин с неявнополюсным ротором — $4\sqrt{2}\pi \approx 0,9$ -кратной величине полного тока обмотки возбуждения. Далее должно быть

произведено приведение тока ротора (особенно у двухполюсных машин) в соответствии с отношением радиусов кривизны ρ .

До сих пор мы во всех случаях определяли силы, действующие между двумя проводниками, токи которых по длине проводника неизменны. В нашем случае имеем два параллельных проводника на расстоянии a , с одинаковой длиной, токи которых распределены синусоидально вдоль проводника. Расчет силы производится по (1177) и (1182). Для общей силы ввиду трудностей математического характера привести расчетное выражение невозможно. Следует сперва последовательно определять напряженность поля, затем составляющие силы и, наконец, путем суммирования — общую силу. Процесс расчета требует больших затрат времени и сложен по своему характеру. При численном расчете установлено, что в практически важном диапазоне $a/l = 0,05 \div 0,7$ сила находится при синусоидальном распределении тока в неизменном отношении к силе при постоянной величине токов в проводниках. Величина отношения для случая, когда ток распределяется синусоидально только в одном проводнике, составляет приблизительно 0,67, а при синусоидальном распределении тока в обоих проводниках — примерно 0,485.

Сила, действующая на часть обмотки в пределах одного полюсного деления, равна

$$F_{\tau} \approx \mu_0 \cdot 0,485 \tau' \hat{J}_{1e} \hat{J}_{2e} \eta / 2\pi a \text{ [н]}. \quad (1245a)$$

Всего действуют $2p$ таких сил, которые распределены равномерно на расстоянии τ' по окружности обмотки; τ' — полюсное деление в плоскости развертки статорной обмотки.

Если оба тока находятся точно в фазе (или противофазе), то сила пульсирует с частотой $2f_1$ и (1245) выражает максимальную величину этой силы. При сдвинутых по фазе токах получается переменная сила с двумя максимальными значениями. Уравнение (1245) справедливо и для двухслойной обмотки. Эквивалентный проводник этой обмотки (рис. 346) расположен на несколько большем расстоянии от стали, чем в многоярусной обмотке (приблизительно на расстоянии, равном $2/3$ вылета обмотки). Поэтому в двухслойной обмотке сила меньше, чем в многоярусной обмотке.

Асинхронные машины (рис. 348) имеют на роторе только одну обмотку. В случае двойной беличьей клетки обе клетки рассматриваются как одна обмотка. На статорную обмотку действуют всего три силы: наибольшую силу создает обмотка ротора, а затем следуют силы, вычисленные из зеркальных отображений. Самая большая сила возникает при включении или коротком замыкании. Токи несимметричны, однако постоянные составляющие пульсирующего тока дают такие же мгновенные величины, как и переменные составляющие. Учитывая это, можем для определения эквивалентного тока применить опять-таки (1243), если вместо $\hat{J}_1$

подставлять максимальную величину тока при включении или коротком замыкании (равную приблизительно 1,6-кратной величине симметричного тока короткого замыкания). Не допуская большой погрешности, можно принять, что при этих переходных процессах намагничивающая сила ротора равна намагничивающей силе статора (уменьшенной на величину отношения радиусов кривизны ρ). Сила составляет:

$$F_{\tau} \approx \frac{\mu_0 \theta_a^2}{8\pi a} 0,485 \eta \tau' \text{ [н]}. \quad (1245б)$$

Сила, обусловливаемая зеркальными отображениями, рассчитывается также по (1245б), однако с соответствующими значениями для η , ρ и a .

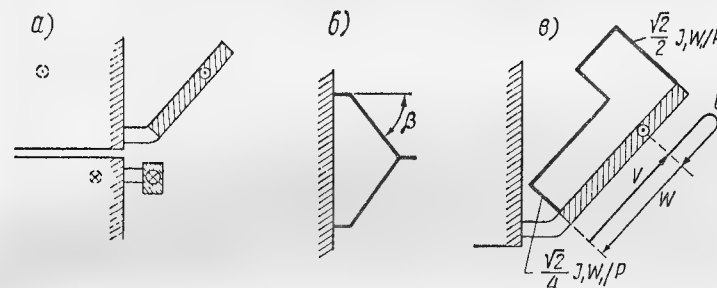


Рис. 346. Двухслойная обмотка (а); форма катушки в лобовой части (б); распределение тока в тангенциальном направлении в момент времени, когда ток одной фазы достигает максимальной величины (в).

Подразделение силы на аксиальную и радиальную составляющие осуществляется с помощью угла γ , который для каждой пары проводников различен. Аксиальная сила

$$F_{\tau, ax} = \sum F_{\tau} \sin \gamma, \quad (1246a)$$

а радиальная

$$F_{\tau, rad} = \sum F_{\tau} \cos \gamma. \quad (1246б)$$

Радиальная сила создается только короткозамыкающим кольцом ротора и его зеркальным отображением. При этом радиальная сила, действующая на обмотку статора, направлена всегда наружу, а радиальная сила, действующая на обмотку ротора, — внутрь. Направление аксиальных сил установить заранее невозможно. Оно зависит от положения короткозамыкающего кольца ротора. Если роторная обмотка представляет собой зеркальное отображение статорной обмотки, т. е. они расположены примерно на одинаковом расстоянии от торца стали, то аксиальная сила очень мала.

Синхронная машина, как правило, имеет на роторе наряду с обмоткой возбуждения демпферную обмотку (рис. 347). В номинальном режиме демпферная обмотка практически обесточена и поэтому не оказывает влияния на силу, действующую на статорную обмотку.

При переходных процессах в демпферной обмотке протекает быстро затухающая составляющая тока (сверхпереходной ток), в то время как по обмотке возбуждения проходит ток ротора; он состоит из медленно затухающей составляющей тока (переходной ток) и установившегося тока, который, однако, невелик.

При коротком замыкании установившимися токами в статоре и роторе можно пренебречь; при этом в статоре и роторе появляются одинаковые намагничивающие силы [см. (1243)]. В то время как намагничивающая сила статора может быть отнесена за счет действия только одной обмотки, в создании намагничивающей силы ротора участвует как обмотка возбуждения, так и демпферная обмотка.

Машины с массивными полюсами демпферной обмотки, как правило, не имеют. Задачу этой обмотки выполняют массивные полюсы. Вихревые токи протекают главным образом вдоль поверхности массивных частей по путям, определить которые довольно трудно. Мы вынуждены приписывать весь ток ротора обмотке возбуждения. Возникающая вследствие этого погрешность будет меньше, чем в том случае, если бы мы вообще пренебрегли вихревыми токами. Уже показано, что эквивалентный ток обмотки возбуждения синхронных машин составляет $(0,9 \div 1,1)$ -кратную величину полного тока этой обмотки.

Определение эквивалентного тока обмотки возбуждения можно существенно упростить, если не учитывать небольшую разницу обмоточных коэффициентов статорной обмотки и обмотки возбуждения, а также установившиеся токи обеих обмоток. При этом мы имеем две одинаковые, синусоидально распределенные гармонические тока с амплитудной величиной $\theta_a/2$ соответственно (1243). Силу определяют по (1245б).

Если на роторе имеется демпферная обмотка, то эквивалентный ток ротора $\hat{J}_{2e}$ будет распределяться на обе обмотки. Как правило, при определении силы, создаваемой обмоткой ротора, требовать большой точности нельзя. Длинные полюсные башмаки, лопасти вентиляторов и роторные бандажки оказывают большое влияние на поле обмотки ротора, а вместе с тем и на силу. Учесть все эти факторы математически невозможно.

Для численного примера возьмем уже упомянутую машину с неявнополюсным ротором, конструкция которой показана на рис. 348. Машина имеет массивный ротор без демпферной обмотки. Для обмотки возбуждения справедливо:

$$a = \sqrt{0,21^2 + 0,255^2} = 0,33 \text{ м};$$

$$\sin \gamma = 21^\circ/33^\circ \text{ и } \cos \gamma = 255/330 = 0,772.$$

Полюсное деление, отнесенное к плоскости развертки статорной обмотки ($x = 2/3l$), составляет $\tau' = \pi (0,3 + 0,255) = 1,75 \text{ м}$. Отношение радиусов кривизны $\rho = 330/555 = 0,594$. В соответствии с отношением $a/l = a/\tau' = 330/1750 = 0,19$ определяем по рис. 315 поправочный коэффициент $\eta = 0,83$. С учетом намагничивающей силы статора при коротком замыкании $\theta_a = 650 \text{ ка}$

$$F'_\tau = \frac{0,4\pi \cdot 650^2 \cdot 10^6 \cdot 10^{-6}}{8\pi \cdot 33} 0,485 \cdot 0,83 \cdot 1,75 \cdot 0,594 = 26\,500 \text{ н.}$$

Подразделим ее на аксиальную и радиальную составляющие:

$$F'_{\tau, \text{ax}} = 26\,500 \cdot 0,625 = 16\,600 \text{ н};$$

$$F_{\tau, \text{rad}} = 26\,500 \cdot 0,772 = 20\,500 \text{ н.}$$

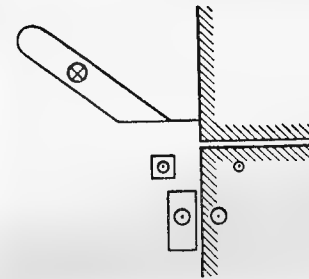


Рис. 347. Тангенциальные токи в обмотках явнополюсной машины с демпферной обмоткой.

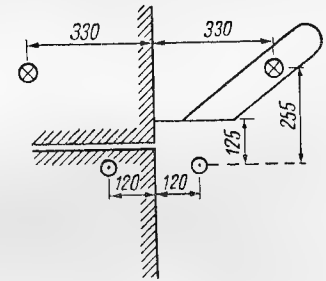


Рис. 348. Тангенциальные токи в обмотках машины с неявнополюсным ротором в соответствии с численным примером.

Для зеркального отображения обмотки возбуждения (в соответствии с $a/l = 0,3$) получаем: $a = \sqrt{0,45^2 + 0,255^2} = 0,515 \text{ м}$; $\sin \gamma = 450/517 = 0,87$; $\cos \gamma = 255/517 = 0,495$; $\eta = 0,73$ и

$$F''_\tau = \frac{0,4\pi \cdot 650^2 \cdot 10^6 \cdot 10^{-6}}{8\pi \cdot 0,517} 0,485 \cdot 0,73 \cdot 1,75 \cdot 0,594 = 15\,000 \text{ н};$$

отсюда следует:

$$F''_{\tau, \text{ax}} = 15\,000 \cdot 0,87 = 13\,000 \text{ н};$$

$$F''_{\tau, \text{rad}} = 15\,000 \cdot 0,495 = 7\,400 \text{ н.}$$

Для зеркального отображения статорной обмотки $a = 0,66 \text{ м}$, $\sin \gamma = -1$, $\cos \gamma = 0$ и $\eta = 0,68$ (в соответствии с $a/l = 0,375$), а сила составляет:

$$F''_\tau = F_{\tau, \text{ax}} = -\frac{0,4\pi \cdot 10^{-6} \cdot 650^2 \cdot 10^6}{8\pi \cdot 0,66} 0,485 \cdot 0,68 \cdot 1,75 = -18\,400 \text{ н};$$

при этом получаются следующие результирующие силы:

$$F_{\tau, \text{ax}} = 16\,600 + 13\,000 - 18\,400 = 11\,200 \text{ н};$$

$$F_{\tau, \text{rad}} = 20\,500 + 7\,400 = 27\,900 \text{ н.}$$

Осевая сила направлена в сторону от пакета активной стали, а вертикальная сила — наружу, т. е. в направлении от ротора. Ввиду того, что речь идет о двухполюсной машине, вертикальная сила будет вследствие геометрического суммирования отдельных сил несколько меньше: $0,8 \cdot 27\,900 \approx 22\,300$ н. Обе силы можно практически рассматривать как концентрированные. Силы распределяются таким образом, что наибольшие из них действуют в середине полюсного деления.

В машинах постоянного тока силы возникают как между обмоткой якоря и обмоткой возбуждения, так и между обмоткой якоря и компенсационной обмоткой. Во втором случае сила больше, чем в первом, так как здесь токи больше, а расстояние между обмотками меньше. Ввиду того, что сила является отталкивающей, на обмотку якоря будет действовать разность между динамическим усилием тока и центробежной силой. На компенсационную обмотку действует, однако, полное динамическое усилие тока; поэтому она подвергается наибольшей опасности.

Аксиальная сила, вызванная лобовыми полями обмоток при сдвиге ротора из симметричного положения, может быть рассчитана по (1244) и (1245). Сила, действующая на одну сторону машины, составляет:

$$F = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot 0,485 \cdot 2p\tau' \hat{J}_{1e} \hat{J}_{2e} \Delta x \left[\frac{\eta_{2,1} \sin \gamma_{2,1}}{a_{2,1}} + \frac{\eta_{2,1sp} \sin \gamma_{2,1sp}}{a_{2,1sp}} \right]. \quad (1247a)$$

Сила, действующая на другую сторону машины, рассчитывается по тому же уравнению с соответствующими значениями $a_{2,1}$, $a_{2,1sp}$, $\gamma_{2,1}$ и $\gamma_{2,1sp}$; здесь $a_{2,1}$ — расстояние между обмотками ротора и статора; $a_{2,1sp}$ — расстояние между обмоткой ротора и зеркальным отображением обмотки статора; $\gamma_{2,1}$ — угол, который образуется отрезком $a_{2,1}$ и плоскостью листов активной стали; $\gamma_{2,1sp}$ — угол между отрезком $a_{2,1sp}$ и плоскостью листов активной стали.

При симметричном положении ротора аксиальные силы в обеих сторонах машины равны между собой, но направлены противоположно; при этом они взаимно уничтожаются. При сдвиге ротора из симметричного положения на величину Δx силы уже не равны между собой, и поэтому образуется результирующая аксиальная сила F_a . Обозначим через h радиальное расстояние между заменяющими обмотки кольцами, через b_1 — аксиальное расстояние статорного кольца от активной стали и через b_2 — аксиальное расстояние роторного кольца от активной стали (см. рис. 345, б); тогда

$$a_{2,1} = \sqrt{h^2 + (b_1 - b_2 - \Delta x)^2}; \quad \sin \gamma_{2,1} = (b_1 - b_2 - \Delta x)/a_{2,1};$$

$$a_{2,1sp} = \sqrt{h^2 + (b_1 + b_2 + \Delta x)^2};$$

$$\sin \gamma_{2,1sp} = -(b_1 + b_2 + \Delta x)/a_{2,1sp}.$$

Если подставить эти величины в (1247a) и учесть, что силы в обеих сторонах машины направлены противоположно друг другу, то получим:

$$F_a = \frac{2\mu_0}{2\pi} 0,485 \cdot 2p\tau' \hat{J}_{1e} \hat{J}_{2e} \Delta x \left\{ \frac{[h^2 - (b_1 - b_2)^2] \eta_{2,1}}{[h^2 + (b_1 - b_2)^2]^2} + \frac{[h^2 - (b_1 + b_2)^2] \eta_{2,1sp}}{[h^2 + (b_1 + b_2)^2]^2} \right\}. \quad (1247б)$$

В большинстве случаев выражение в фигурных скобках является положительным и аксиальная сила имеет такое же направление, как и сдвиг ротора. Эта сила стремится еще больше увеличить сдвиг ротора из симметричного положения. При одинаковых лобовых соединениях обеих обмоток ($b_1 = b_2 = b$) выражение в фигурных скобках всегда положительно, так как условия для отрицательной величины ($2b > h$ и $\eta_{2,1sp} > \eta_{2,1}$) вряд ли выполняемы (в особенности второе условие). При плотном прилегании обмотки ротора к активной стали ($b_2 = 0$), что часто имеет место в электродвигателях с короткозамкнутым ротором, $\eta_{2,1} = \eta_{2,1sp}$ и выражение в фигурных скобках принимает следующий вид:

$$\frac{2(h^2 - b_1^2)}{(h^2 + b_1^2)^2};$$

здесь возможна также и отрицательная величина, а именно при $b_1 > h$.

Интересное исследование с приведением результатов измерений было опубликовано Дель-Педро (Del-Pedro) [248]. Исследованный им асинхронный двигатель имел большие аксиальные силы, вызванные лобовыми соединениями и действовавшие в направлении сдвига ротора. При пуске главный поток был незначителен, так что превалировало действие сил обмоток. Лишь вблизи синхронной скорости вращения, когда главный поток достигал нормальной величины, наблюдалось возвращение ротора в симметричное положение. При пуске электродвигателя аксиальная сила меняла направление.

ГЛАВА ВОСЕМНАДЦАТАЯ

НАГРЕВ

Величина нагрева имсет для электрических машин очень большое значение. Долговечность изоляции, т. е. время, в течение которого изоляция сохраняет достаточную механическую и электрическую прочность, очень сильно зависит от ее рабочей температуры. Учитывая это, допустимая величина нагрева

регламентируется во всех странах соответствующими нормами. Кроме того, нагрев играет важную роль с точки зрения возникновения так называемых температурных напряжений в конструктивных деталях машины.

Исходя из этих соображений уже давно предпринимались попытки заранее рассчитать возможный нагрев различных частей машины. К сожалению, до сих пор не удалось создать простой метод расчета, так как электрическая машина представляет собой очень сложное тело. Некоторые имеющие важное значение величины, как например, коэффициент теплоотдачи, скорость воздуха, его сопротивление и т. д., почти не поддаются расчету. Тем не менее знание процесса нагрева очень полезно для его качественной оценки, а также для пересчетов с помощью некоторых эмпирических величин. Такие пересчеты осуществляются на практике очень часто и дают вполне пригодные результаты, особенно в тех случаях, когда нет слишком больших различий между машинами, на которых производились измерения, и рассчитываемыми машинами.

1. ТЕПЛОПЕРЕДАЧА

а) Теплоотдача

Передачу тепла с одного тела на другое называют **теплоотдачей**. В большинстве случаев речь идет об отдаче тепла каким-либо телом в окружающую среду (газ или жидкость). Обязательным условием для этого перехода тепла является разность температур в местах соприкосновения тела с окружающей средой. Теплоотдача от тела в среду происходит двумя принципиально различными путями.

Теплоотдача излучением (радиацией) осуществляется с помощью электромагнитных волн. Способность тела посылать такие волны, т. е. излучать тепло, зависит от температуры тела и окружающей среды, а также от свойств поверхности тела. Для практически наиболее интересного диапазона между 20 и 60° С коэффициент теплоотдачи излучением для поверхностей машин и трансформаторов изменяется очень мало и может быть принят равным [25]:

$$\alpha_S \approx 6 \text{ вт/град} \cdot \text{м}^2. \quad (1248a)$$

Теплоотдача излучением не требует непосредственного контакта тела со средой. Для теплоотдачи конвекцией, наоборот, обязательно необходим такой контакт. Теплоотдача происходит в этом случае путем непосредственного нагрева прилегающих частичек среды. На место удаляющихся нагретых частичек приходят новые холодные частички и т. д. Поэтому вполне очевидно, что данный вид теплоотдачи, кроме температуры, зависит от скорости среды и от состояния поверхности тела. Если охлаждающая среда не приводится искусственно в движение, го-

ворят о естественной конвекции. При вертикальной стенке высотой 0,5 м, температуре окружающего воздуха 20° С и температуре стенки 35° С коэффициент теплоотдачи

$$\alpha_K \approx 8 \text{ вт/град} \cdot \text{м}^2. \quad (1248б)$$

При изменении температуры и высоты стенки этот коэффициент меняется незначительно.

Суммарный коэффициент теплоотдачи свободной поверхности в спокойном воздухе равен

$$\alpha = \alpha_S + \alpha_K \approx 14 \text{ вт/град} \cdot \text{м}^2. \quad (1249)$$

Тепло, отводимое от трансформаторов и закрытых машин без особого наружного охлаждения, составляет:

$$U \approx \vartheta (6O_S + 8O_K) [\text{вт}], \quad (1250)$$

где ϑ — температура перегрева масляного бака или корпуса электродвигателя; O_S — поверхность излучения, т. е. площадь поверхности кожуха, закрывающего гофрированный бак трансформатора или бак с трубчатыми охладителями, м^2 ; O_K — поверхность, обуславливающая конвекцию, т. е. площадь поверхности самих баков трансформаторов с гофрированными стенками или трубчатыми охладителями, м^2 .

Если же тепло отдается не воздуху, а маслу, то роль теплоотдачи конвекцией значительно увеличивается, так что теплоотдачей путем радиации можно пренебречь. Для обычного трансформаторного масла справедливо:

$$\alpha = \alpha_K \approx 110 \text{ вт/град} \cdot \text{м}^2. \quad (1251)$$

Уравнения (1249) и (1251) верны для поверхностей высотой 0,5 м. Для малых поверхностей коэффициент теплоотдачи конвекцией несколько увеличивается, а для больших поверхностей, наоборот, несколько уменьшается. Теоретически он изменяется пропорционально $\sqrt[4]{0,5/H}$ (H — высота омываемой поверхности, м).

Теплоотдача воде по крайней мере в три раза больше теплоотдачи маслу; однако она может значительно уменьшаться вследствие скопления шлама или образования водяной плесени.

По Картхойзеру (Karthauser) [25, 252] коэффициент теплоотдачи от масла через трубу к воде в среднем составляет:

$$\alpha \approx \frac{8 \cdot 240}{80 + 240} = 60 \text{ вт/град} \cdot \text{м}^2. \quad (1252)$$

Уравнение (1252) выражает, как увидим ниже, последовательное соединение тепловых сопротивлений или параллельное соединение теплопроводностей. При искусственном охлаждении коэффициенты теплоотдачи значительно увеличиваются и составляют: для масла — от 350 до 600; для воды — от 1100 до 4500 $\text{вт/град} \cdot \text{м}^2$.

В большинстве случаев воздух, охлаждающий электрические машины, продувается искусственно, благодаря чему теплоотдача

конвекцией значительно увеличивается. С целью определения коэффициентов теплоотдачи проводились многочисленные теоретические и экспериментальные исследования. Однако их результаты применимы к электрическим машинам лишь с известным приближением, так как действительные условия в них часто отличаются от условий при экспериментах.

Рассмотрим случай, когда охлаждающий воздух продувается вдоль пластины. По Готтеру (Gotter) [252], коэффициент теплоотдачи в этом случае при средней температуре воздуха $v_{Lm} \approx 35^\circ \text{C}$ и давлении 10 130 н/Г (1 кг/см²) составляет:

$$\alpha \approx 6l^{-0,22} v^{0,78} \text{ [вт/град} \cdot \text{м}^2], \quad (1253)$$

где l — длина пластины, м; v — скорость воздуха, м/сек.

Для $l = 0,5$ м и $v = 10$ и 20 м/сек коэффициент теплоотдачи $\alpha \approx 40$ и 70 вт/град $\cdot$ м². Рихтер (Richter) [25] приводит следующую установленную величину для пластины размером $0,5 \times 0,5$ м при $v_{Lm} = 20^\circ \text{C}$ и $v > 5$ м/сек:

$$\alpha = 7,14 v^{0,78} \text{ [вт/град} \cdot \text{м}^2]. \quad (1254)$$

Для $v = 10$ и 20 м/сек по этой формуле $\alpha = 44$ и 74 вт/град $\cdot$ м², т. е. практически те же величины, что и по уравнению (1253).

Если же охлаждающий воздух направляется перпендикулярно на пластину, то коэффициент теплоотдачи будет значительно больше. Согласно результатам опытов Симонса (Symons) и Валькера (Walker) [25] он составляет:

$$\alpha = 10(1 + 0,54v^2) \text{ [вт/град} \cdot \text{м}^2]. \quad (1255)$$

Аналогичная теплоотдача имеет место в лобовых частях катушек статорной обмотки.

Однако условия охлаждения большинства частей электрической машины более целесообразно сравнивать с теплопередачей в каналах, так как воздушный поток окружен в машине со всех сторон нагретыми стенками. Правда, каналы электрических машин во многих отношениях отличаются от каналов, которых применяются для измерений коэффициентов теплоотдачи. Они имеют по отношению к их поперечному сечению короткую длину, стенки их отличаются большой шероховатостью и нагреваются неравномерно. Охлаждающий воздух движется в них с неравномерной скоростью и подвержен сильной турбулентности (образованию завихрений). Поэтому большинство установленных экспериментальным путем величин коэффициентов теплоотдачи должны увеличиваться на так называемый коэффициент турбулентности. Этот коэффициент может, согласно измерениям Ритшела (Ritschel) и Зутте (Sutte) [25], достигать значений от 1,7 до 1,9. Рихтер приводит для коэффициента теплоотдачи в канале с нормальной турбулентностью следующую формулу:

$$\alpha \approx 0,178 l^{0,178} (sc)^{0,832} r^{0,088} l^{-0,256} v^{0,832} \text{ [вт/град} \cdot \text{м}^2], \quad (1256)$$

где l — длина канала, м; r — гидравлический радиус сечения канала, м; v — скорость охлаждающей среды, м/сек.

Гидравлический радиус равен $r = 2 \times \text{сечение/периметр}$. В круглых каналах он равен действительному радиусу сечения. В случае узких четырехугольных сечений он равен приблизительно более узкой ширине сечения; λ , s и c являются соответственно коэффициентом теплопроводности, удельным весом и удельной теплоемкостью охлаждающей среды. Для воздуха при значениях параметров λ , s и c , соответствующих температуре $\vartheta_b = (\vartheta_w + \vartheta_{La})/2$, получаем:

$$\alpha \approx 7,3 l^{-0,256} r^{0,088} v^{0,832} \text{ [вт/град} \cdot \text{м}^2]. \quad (1257)$$

По Рихтеру теплоотдача рассчитывается с помощью разности между температурой стенки ϑ_w , принимаемой постоянной вдоль

всего канала, и температурой входящего воздуха ϑ_{La} . Температура воздуха в канале возрастает до ϑ_{Le} . Средняя температура воздуха $\vartheta_{Lm} = (\vartheta_{La} + \vartheta_{Le})/2$ больше температуры воздуха на входе в канал. Поэтому коэффициент теплоотдачи по уравнению (1257) в случае длинных каналов уменьшается. Для $r = 0,01$ м, $l = 0,3$ м и $v = 10$ и 20 м/сек $\alpha = 44,9$ и соответственно 80 вт/град $\cdot$ м². Средняя температура для вывода (1257) определялась по температуре воздуха на входе в канал, однако зависимость коэффициента теплоотдачи от окружающей температуры незначительна, так что для всех практически встречающихся в электрических машинах случаев можно применять (1257).

Коэффициенты теплоотдачи для различных величин длины канала и гидравлического радиуса в зависимости от скорости воздуха показаны на рис. 349. Для заключенных в скобки значений s и d кривые верны лишь приближенно. Готтер (Gotter) привел формулу

$$\alpha = M d^{-0,22} v^{0,78} \text{ [вт/град} \cdot \text{м}^2], \quad (1258)$$

где

$$M = 0,027 \lambda^{0,22} (cs)^{0,78}. \quad (1259)$$

В качестве исходной температуры здесь принята $\vartheta_b = (\vartheta_w + \vartheta_{Lm})/2$; теплоотдача рассчитывается по средней температуре

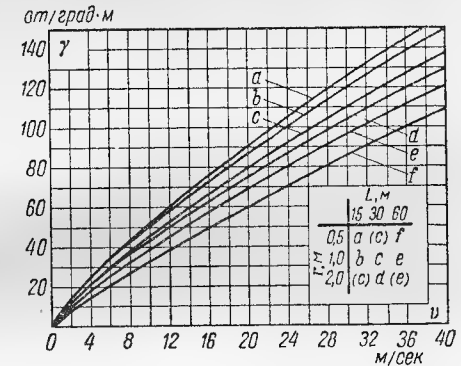


Рис. 349: Коэффициент теплоотдачи в каналах в зависимости от скорости воздуха. Значения величин длины канала L и гидравлического радиуса r , соответствующие отдельным кривым, приведены в таблице в правой части рисунка; скобки указывают на то, что кривые являются для соответствующих величин L и r лишь приближенными.

воздуха ϕ_{wm} . Поэтому зависимость коэффициента теплоотдачи от длины канала в данном случае отсутствует. Зависимость величины от температуры очень незначительна, и в диапазоне от 20 до 60° С ее практически можно не учитывать. Однако значения M для различных охлаждающих сред очень сильно отличаются друг от друга. Значения M для применяемых на практике охлаждающих сред при температуре $\phi_b = 40^\circ \text{C}$ следующие:

Воздух при 760 мм рт. ст.	2,9
Водород	27,5
Вода	3560
Трансформаторное масло	1420

Скорость воздуха v должна подставляться в метрах в секунду (м/сек), а гидравлический диаметр $d = 2r$ — в метрах. Для воздуха с $v = 10$ и 20 м/сек при $d = 0,02$ м по уравнению (1258) получаем $\alpha = 41$ и 70 вт/град·м², т. е. практически те же числа, что и по Рихтеру. Полный тепловой поток здесь равен

$$V = O\alpha (\phi_w - \phi_{Lm}). \quad (1260)$$

Ввиду того, что $\phi_{Lm} > \phi_{La}$, теплоотдача по Готтеру при тех же значениях O , α и ϕ меньше, чем по Рихтеру.

В заключение приведем формулу Хака (Hak) [268], которая выведена, вероятно, по эмпирическим данным и учитывает турбулентность:

$$\alpha = 3,6 \sqrt[5]{v^4/d} [\text{вт/град} \cdot \text{м}^2], \quad (1261)$$

где v — скорость воздуха, м/сек; d — гидравлический диаметр, м. Для $d = 0,02$ м и $v = 10$ и 20 м/сек по этой формуле получаем $\alpha = 47$ и $74,5$ вт/град·м². Несмотря на простоту, формула Хака дает величины, близко совпадающие с величинами по формулам других авторов. Полная теплоотдача рассчитывается по уравнению (1261) при средней температуре воздуха.

Охлаждение открытых вентилируемых машин или закрытых продуваемых машин осуществляется за счет теплоотдачи охлаждающему воздуху и требует поэтому подачи определенного его количества. При недостаточной подаче воздуха машина перегревается, а при излишнем количестве воздуха возрастают вентиляционные потери и к. п. д. машины снижается. Теплоотдача радиацией и конвекцией на поверхности корпуса ничтожна по сравнению с теплоотдачей охлаждающему воздуху, и во многих случаях его можно пренебречь.

Необходимое количество охлаждающего воздуха рассчитывается по уравнению

$$K = \frac{V}{sc\phi_L}, \quad (1262)$$

где V — отводимые потери машины, в качестве которых без большой погрешности можно принять сумму всех потерь машины,

квт; $s = 1120$ вт·сек/град·кг — удельная теплоемкость воздуха; ϕ_L — нагрев воздуха; $s = 1,10$ кг/м³ — плотность воздуха. Нагрев можно принять равным приблизительно 20° С.

По уравнению (1262) необходимое количество воздуха, исходя из расчета на 1 квт, равно 0,046 м³/сек или 2,75 м³/мин. Для проверки этих чисел были произведены измерения на электродвигателе мощностью 22 квт, 1450 об/мин, результаты которых представлены на рис. 350. Кривая 1 характеризует нагрев обмотки статора, а кривая 2 — нагрев воздуха при различных его количествах. При нагреве обмотки на 60° С необходимое количество воздуха составляет 0,112 м³/сек при нагреве его на 23° С, а при нагреве обмотки на 50° С оно равно 0,15 м³/сек при нагреве воздуха на 18° С. Потери машины составляли 2,7 квт, так что количество воздуха для отвода 1 вт потерь в первом случае равно 0,0415 м³/вт·сек, а во втором случае 0,055 м³/вт·сек.

Вентилятор создает давление воздуха в малых и средних машинах от 10 до 30 мм вод. ст. (101—304 н/м²). В крупных и быстроходных машинах давление значительно больше и может достигать 300 мм вод. ст. (3040 н/м²).

Вентилятор, устанавливаемый на роторе машины для ее охлаждения, обеспечивает, как правило, только такое давление, которое необходимо для того, чтобы через нее прогонялось требуемое количество воздуха. Дополнительная работа на засасывание и нагнетание воздуха через трубы или каналы может совершаться лишь в ограниченных размерах. Считается, что в нормальных условиях падение давления в воздушных каналах или в воздушном фильтре составляет приблизительно от 10 до 15 мм вод. ст. (100—150 н/м²). Если при превышении этой величины установленный на валу машины вентилятор не обеспечивает достаточно большого давления воздуха, то приходится прибегать к постороннему охлаждению посредством вентилятора с автономным двигателем.

Большим преимуществом такого вентилятора является то, что его скорость вращения не зависит от скорости вращения охлаждаемого электродвигателя. Поэтому данный вид охлаждения всегда выгоден как для регулируемых, так и для тихоходных электродвигателей. Независимый высокооборотный вентилятор обладает обычно более высоким к. п. д., чем встроенный вентилятор. По стоимости и эксплуатационной надежности он также имеет преимущества перед последним.

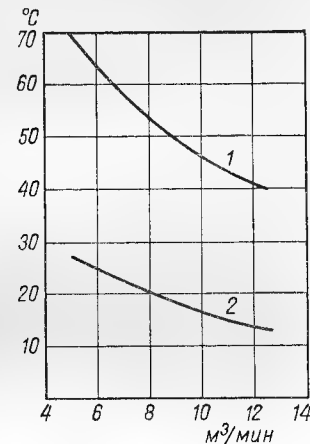


Рис. 350. Нагрев воздуха в обмотке в зависимости от количества воздуха, проходящего через обмотку за единицу времени.

Для увеличения теплоотдачи закрытые машины выполняются с ребрами на поверхности корпуса. Чтобы получить представление о теплоотдаче через ребра, рассмотрим идеализированный случай, представленный на рис. 351 [258]. Охлаждающее ребро длиной $L = 1$, высотой h и шириной b омывается охлаждающим воздухом с постоянной температурой и скоростью. Обозначим через ϑ температуру перегрева ребра по сравнению с воздухом в точке x , через v — количество тепла, проходящее за единицу времени через ребро в этом месте, через α — коэффициент теплоотдачи поверхности и через λ — теплопроводность материала ребра. Решение дифференциального уравнения нагрева [258] дает температуру

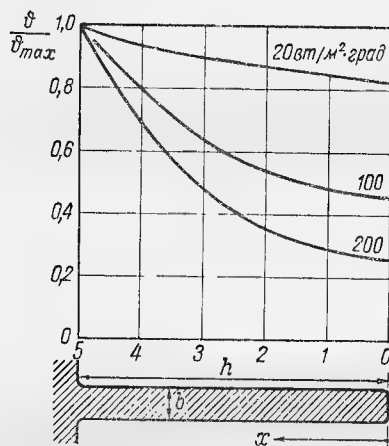


Рис. 351. Сечение охлаждающего ребра, а также распределение температуры вдоль ребра при $h = 5$ см и $b = 0,5$ см.

и количество проходящего тепла в точке x в зависимости от величин у основания ребра (ϑ_h и v_h):

$$v = v_h \frac{\sinh \gamma x}{\sinh \gamma h} \quad \text{и} \quad \vartheta = \vartheta_h \frac{\cosh \gamma x}{\cosh \gamma h}, \quad (1263a \text{ и } б)$$

где

$$\gamma = \sqrt{\frac{2\alpha}{\lambda b}}. \quad (1264)$$

Далее получаем зависимость между количеством тепла v и температурой у основания ребра:

$$v = \frac{\vartheta_h}{\sqrt{2\alpha\lambda b}} \cdot \frac{\sinh \gamma x}{\cosh \gamma x}. \quad (1265)$$

Изменение температуры вдоль ребра показано на рис. 351, заимствованном из работы Хайлеса (Heiles) [258]. Этот пример относится к стальному ребру с $h = 0,05$ м, $b = 0,005$ м и $\lambda = 50$ Вт/град·м. Для коэффициента теплоотдачи поверхности α были приняты значения 20, 100 и 200 Вт/град·м² — предельные для всех практически встречающихся случаев. Из рисунка видно, что при больших значениях коэффициента теплоотдачи α температура у вершины ребра становится низкой, и поэтому теплоотдача будет менее эффективной, чем у основания ребра. Следовательно, при очень интенсивной вентиляции высокие ребра нецелесообразны. При другом материале ребер с большей теплопроводностью λ разность температур уменьшается. Таким образом, при применении алюминия ребра могут быть более высокими, чем стальные ребра.

Для того чтобы установить влияние ширины ребра, рассчитаем коэффициент теплоотдачи для всего ребра по (1263а и б):

$$\alpha_R = \frac{v_h}{\vartheta_h} = \frac{1}{\sqrt{2\alpha\lambda b}} \cdot \frac{\sinh \gamma h}{\cosh \gamma h}. \quad (1266)$$

При малых значениях коэффициента теплоотдачи α ширина ребра $b > 0,003$ м нецелесообразна. В противоположность этому, при больших значениях α , т. е. у крупных машин, широкие ребра целесообразны. Таким образом, предел для ширины стальных ребер колеблется, с учетом теплоотдачи, от 0,003 до 0,012 м. Для алюминия целесообразная ширина еще меньше, так что здесь решающую роль играют технологические и прочностные факторы. В качестве нижнего предела ширины ребер можно принять: для чугуна — приблизительно 0,005 м, а для алюминия 0,003 м.

С увеличением высоты теплоотдача ребра повышается, но не пропорционально. Если мы отнесем теплоотдачу к ее величине при очень низком ребре (с постоянной температурой вдоль ребра), а именно $2\alpha h$, то получим:

$$\beta = \frac{\alpha_R}{2\alpha h} = \frac{1}{2\alpha h \sqrt{2\alpha\lambda b}} \cdot \frac{\sinh \gamma h}{\cosh \gamma h}, \quad (1267)$$

величину, которая выражает использование высоты ребра. Если этот коэффициент использования известен, то количество отводимого ребром тепла может очень просто рассчитываться по высоте ребра и коэффициенту теплоотдачи α . Коэффициент β колеблется от 1,0 до 0,4 (рис. 352).

Площадь отдающей тепло поверхности может увеличиваться не только за счет высоты ребер, но и за счет их числа. Однако количество отдаваемого тепла повышается не пропорционально увеличению числа ребер. Если ребра расположены очень близко друг от друга, то воздух между ними нагревается обоими ребрами одновременно, вследствие чего теплоотдача каждого ребра в отдельности уменьшается. Ввиду этого ребра должны быть настолько удалены друг от друга, чтобы такое взаимное влияние исключалось. Величина так называемого «граничного слоя» согласно теоретическим исследованиям Хайлеса (Heiles) [258] составляет:

$$\delta = 0,0225 \sqrt{L/v} \text{ [м]}, \quad (1268)$$

где v — скорость воздуха в середине между ребрами, м/сек; L — расстояние от входной кромки, м.

При расчетах L может быть принята равной длине ребра, и тогда расстояние между ребрами должно быть равно примерно

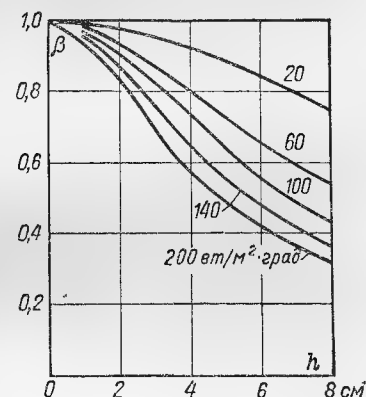


Рис. 352. Коэффициент использования β стального охлаждающего ребра шириной $b = 0,5$ см в зависимости от высоты ребра и коэффициента теплоотдачи.

удвоенному значению δ . Для средних величин $L = 0,2 \div 1,0$ м и $v = 1 \div 8$ м/сек; наименьшее расстояние между ребрами равно $t = 2\delta = 0,02 \div 0,015$ м. В практических условиях некоторое незначительное взаимное влияние ребер допустимо, и поэтому минимальное расстояние между ними может быть несколько меньше указанных значений.

Кроме рассмотренного влияния охлаждающего воздуха на теплоотдачу при увеличении числа ребер оказывает также влияние повышение аэродинамического сопротивления, вследствие чего снижается скорость воздуха между ребрами. Помимо того, ребра при этом больше отгесняют воздушный поток наружу, т. е. он проходит мимо ребер и меньше проникает в пространства между ними. В машинах с открытыми ребрами такое отклонение охлаждающего

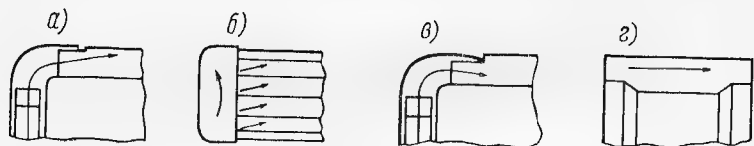


Рис. 353. Различные отклонения воздушного потока: а — наружу; б — к одной стороне ребра; в — к основанию ребра; г — воздушный мешок.

воздуха весьма значительно, так что применение длинных и тесно примыкающих друг к другу ребер нецелесообразно. Эффективными мерами против отклонения воздушного потока являются: закрытие ребер кожухом, направленное обдувание ребер струей воздуха и увеличение их высоты.

Для случая, когда воздух движется параллельно поверхности, коэффициент теплоотдачи определяется по (1254) или (1261).

Наибольшую трудность представляет определение скорости воздуха между ребрами. Ввиду очень значительного рассеяния при открытых ребрах, между ними проходит только часть всего нагнетаемого вентилятором воздуха (рис. 353, а). В настоящее время еще нет численных данных для этого рассеяния, однако можно считать, что лишь от 30 до 60% воздуха эффективно участвует в охлаждении. Далее, скорость движения воздуха вдоль обеих сторон ребра неодинакова. В случае наиболее часто применяющихся центробежных вентиляторов входящий воздух направлен не точно аксиально и имеет значительную тангенциальную составляющую, которая направляет воздушный поток к одной стороне ребра (рис. 353, б). Поэтому теплоотдача ее увеличивается, а теплоотдача противоположной стороны уменьшается, вследствие чего в расчет надо принимать среднюю величину коэффициента теплоотдачи. Существенное значение имеет отклонение воздушного потока в сторону корпуса машины (рис. 353, в). Следует предотвращать возникновение воздушных мешков в корпусе (рис. 353, г), которые часто создаются ради удобства расположения обмотки

б) Теплопроводность

Тепловой поток проходит на пути от своего источника до охлаждающей среды через различные материалы и вещества. Теплопередача возможна благодаря тому, что каждое из этих веществ обладает определенной теплопроводностью. Так как эта теплопроводность имеет конечную величину, возникает перепад температуры.

Наиболее просто теплопередачу можно рассчитать для случая, когда в самом материале тепло не возникает. Рассмотрим теплопроводность через пластину, например через слой изоляции, окружающей катушку (рис. 354). Если ϑ_w — температура проводника, а ϑ_L — температура окружающей среды, то через единицу поверхности слоя изоляции толщиной δ за единицу времени проходит количество тепла

$$v = \lambda (\vartheta_w - \vartheta_L) / \delta, \quad (1269)$$

где λ — коэффициент теплопроводности. При подстановке δ в метрах и λ в $вт/град \cdot м$ это количество тепла будет выражено в ваттах.

При заданном количестве тепла по (1269) можно рассчитать перепад температуры в пластине, т. е. в нашем случае — в слое изоляции. Если применить (1269) ко всей катушке с поверхностью изоляции A и количеством тепла в проводнике V , то

$$V = \lambda A (\vartheta_w - \vartheta_L) / \delta. \quad (1270)$$

Рассмотрим тепловой поток на участке, где происходит образование тепла, например внутри катушки. Для этого участка при установившейся температуре справедливо уравнение Пуассона

$$\lambda_x \frac{d^2 \vartheta}{dx^2} + \lambda_y \frac{d^2 \vartheta}{dy^2} + \lambda_z \frac{d^2 \vartheta}{dz^2} + v = 0, \quad (1271)$$

где $\lambda_x, \lambda_y, \lambda_z$ — коэффициенты теплопроводности в направлении осей x, y и z , а v — количество тепла, возникающее в единице объема за единицу времени. Во многих практических случаях (1271) может быть сведено к одномерной проблеме, благодаря чему достигается значительное упрощение в математическом отношении.

В качестве первого примера возьмем катушку, сечение которой в одном направлении (по оси y) вытянуто до бесконечности. Для распределения температуры по оси x при $\lambda = \lambda_x$ получаем:

$$\lambda \frac{d^2 \vartheta}{dx^2} + v = 0. \quad (1272)$$

Решение этого уравнения дает:

$$\vartheta = -vx^2/2\lambda + C_1x + C_2. \quad (1273)$$

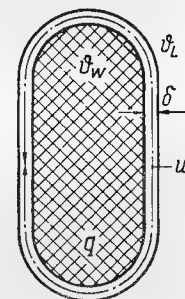


Рис. 354. Сечение катушки.

Постоянные интегрирования могут быть определены из граничных условий, а именно, что на поверхности $x = \pm b/2$ превышения температуры равны ϑ_1 и ϑ_2 . При этом

$$\vartheta = \frac{\vartheta_1 + \vartheta_2}{2} + \frac{\vartheta_2 - \vartheta_1}{b} x + \frac{vb^2}{8\lambda} \left[1 - \left(\frac{2x}{b} \right)^2 \right]. \quad (1274)$$

Максимальное значение получается при

$$x = (\vartheta_2 - \vartheta_1) \lambda / vb \quad (1275)$$

и равно

$$\vartheta_{\max} = \frac{\vartheta_1 + \vartheta_2}{2} + \frac{\lambda(\vartheta_2 - \vartheta_1)^2}{2vb^2} + \frac{vb^2}{8\lambda}, \quad (1276)$$

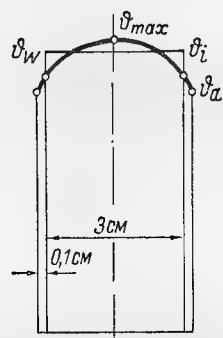


Рис. 355. Распределение температуры в сечении катушки при толщине катушки 3 см и толщине изоляции 0,1 см.

а среднее превышение температуры

$$\vartheta_m = \frac{1}{b} \int_{-b/2}^{b/2} \vartheta dx = \frac{\vartheta_1 + \vartheta_2}{2} + \frac{vb^2}{12\lambda}. \quad (1277)$$

Если превышения температуры с обеих сторон катушки между собой равны ($\vartheta_1 = \vartheta_2 = \vartheta_s$), то (1274), (1276) и (1277) упрощаются:

$$\vartheta = \vartheta_s + \vartheta' [1 - (2x/b)^2], \quad (1274a)$$

$$\vartheta_{\max} = \vartheta_s + \vartheta', \quad (1276a)$$

$$\vartheta_m = \vartheta_s + \frac{2}{3} \vartheta', \quad (1277a)$$

где

$$\vartheta' = vb^2/8\lambda. \quad (1278)$$

Распределение температуры по (1274a) показано на рис. 355. При этом между превышением температуры на той или иной стороне катушки, максимальным превышением температуры и средним превышением температуры существует следующее соотношение

$$\vartheta_{\max} = 1,5\vartheta_m - 0,5\vartheta_s, \quad (1279)$$

которое не зависит от температуры ϑ' .

Для того чтобы полученное выше уравнение можно было применять для практических расчетов, необходимо иметь ясное представление о величинах v и λ . Если S (а/м^2) — плотность тока в проводниках, ρ ($\text{ом} \cdot \text{м}$) — удельное сопротивление и k_{Cu} — коэффициент заполнения медью сечения катушки, то количество тепла, возникающее в единице объема за единицу времени, составляет:

$$v = k_{\text{Cu}} \rho S^2 \quad [\text{вт/м}^3]. \quad (1280)$$

Теплопроводность катушки складывается из теплопроводностей обмоточного металла и изоляции. Однако, не совершая боль-

шой ошибки, можно принять теплопроводность металла обмотки бесконечно большой и рассчитывать результирующий коэффициент теплопроводности только по теплопроводности изоляции λ_{is} ; при этом

$$\lambda = \kappa \lambda_{is}, \quad (1281)$$

где $\kappa > 1$.

Для прямоугольных проводников справедливо

$$\kappa \approx \frac{h}{h'} \cdot \frac{b'}{b' - b},$$

в то время как для круглых проводников κ должна определяться по рис. 356. Размеры со значком «прим» (') относятся к изолированным проводникам, а без этого значка — к голым проводникам.

Для пропитанной хлопчатобумажной ткани $\lambda_{is} = 2 \text{ вт/град} \cdot \text{м}$. Для круглой проволоки с $d/d' = 0,87$, $\rho = 0,02 \cdot 10^{-6} \text{ ом} \cdot \text{м}$ и $k_{\text{Cu}} = 0,6$ получаем $\lambda \approx 4 \cdot 2 = 8 \text{ вт/град} \cdot \text{м}$. Согласно (1278)

$$\vartheta' = vb^2/8\lambda \approx \frac{3 \cdot 10^{-8}}{16} (Sb)^2 [^\circ\text{C}]. \quad (1282)$$

При $S = 3 \cdot 10^6 \text{ а/м}^2$ и $b = 0,03 \text{ м}$

$$\vartheta' = \frac{2 \cdot 10^{-8}}{16} (3 \cdot 10^6 \cdot 0,03)^2 = 15,2^\circ \text{C}.$$

Максимальное превышение температуры

$$\vartheta_{\max} = \vartheta_s + 15,2^\circ \text{C},$$

а среднее превышение температуры

$$\vartheta_m = \vartheta_s + 10,1^\circ \text{C}.$$

При коэффициенте теплоотдачи $\alpha = 40 \text{ вт/град} \cdot \text{м}^2$ превышение температуры наружной поверхности катушки составляет:

$$\vartheta_o = \frac{vb}{2\alpha} = k_{\text{Cu}} S^2 \rho b / 2\alpha = 0,6 \cdot 3^2 \cdot 10^{12} \cdot 0,02 \cdot 10^{-6} \cdot 0,03 / 2 \cdot 40 = 40,5^\circ \text{C},$$

а перепад температуры в оплетке катушки толщиной 0,001 м

$$\vartheta_\delta = vb\delta/2\lambda = k_{\text{Cu}} S^2 \rho b \delta / 2\lambda = 0,6 \cdot 3^2 \cdot 10^{12} \cdot 0,02 \cdot 10^{-6} \cdot 0,03 \times \\ \times 0,001 / 2 \cdot 0,02 = 8,1^\circ \text{C}.$$

Таким образом, превышение температуры боковой стороны меди катушки будет равно

$$\vartheta_s = 40,5 + 8,1 = 48,6^\circ \text{C},$$

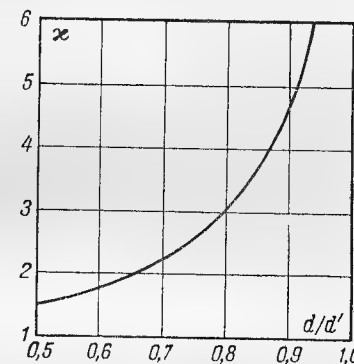


Рис. 356. Отношение средней теплопроводности в сечении стороны катушки с круглой проволокой к теплопроводности изоляционного материала.

среднее превышение температуры обмотки

$$\vartheta_m = 48,6 + 10,1 = 58,7^\circ \text{C},$$

максимальное превышение температуры обмотки

$$\vartheta_{\max} = 48,6 + 15,2 = 63,8^\circ \text{C}.$$

Отношение сторон сечения катушек y в электрических машинах имеет, однако, конечную величину; это благоприятствует теплопроводности, и разность между максимальной температурой и температурой сторон катушки, а также между средней температурой и температурой сторон катушки значительно уменьшается. Приведенное в работе [25] довольно сложное исследование мы излагать не будем и дадим только поправочные коэффициенты (рис. 357).

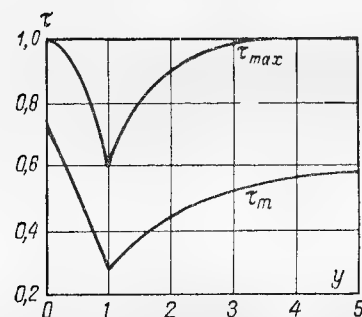


Рис. 357. Поправочный коэффициент $\tau_{\max}$ для максимальной температуры и τ_m для средней температуры, в зависимости от отношения сторон сечения катушки y .

Из примера видно, что температуры обмотки с квадратным сечением ($y = 1$) значительно меньше температур катушки с узким сечением ($y = \infty$). По этой причине большие катушки обычно подразделяются на большое число малых катушек.

Аналогично распределению температуры в катушках происходит распределение температуры внутри шихтованного пакета активной стали. Однако количество тепла q , образующееся за единицу времени в единице объема, обычно не соответствует нагреву стали, рассчитанному по удельным потерям в ней. Часть потерь отводится наружной и внутренней поверхностями пакета. Вместе с тем часть потерь в большинстве случаев отводится через сталь. Дополнительные, приходящие извне потери распределены равномерно по всей длине пакета. Для того чтобы свести расчет к одномерной проблеме, упомянутые потери вычитаются из действительных потерь стали (или прибавляются к ним). Остаток определяет потери в стали q за единицу времени в единице объема.

Максимальное превышение температуры

$$\vartheta_{\max} = \tau_{\max} \vartheta' + \vartheta_s,$$

а среднее превышение температуры

$$\vartheta_m = \tau_m \vartheta' + \vartheta_s$$

с ϑ' по (1278).

При квадратном сечении катушки в нашем примере будет:

$$\vartheta_o = vb/4\alpha = 20,3^\circ \text{C};$$

$$\vartheta_\delta = vb\delta/4\lambda_{is} = 4,0^\circ \text{C};$$

$$\vartheta_{\max} = 0,59 \cdot 15,2 + 20,3 + 4,0 = 33,3^\circ \text{C};$$

$$\vartheta_m = 0,28 \cdot 15,2 + 20,3 + 4,0 = 28,5^\circ \text{C}.$$

При таком ходе расчета сначала необходимо приблизительно оценить среднюю температуру, чтобы определить потери, отводимые через поверхность пакета и переходящие в сталь из обмотки. Перепад температуры вдоль листов стали ввиду ее большой теплопроводности (по сравнению с теплопроводностью поперек пакета) при этом не учитывается.

Рассмотрим особый случай, когда упомянутые выше, приходящие извне дополнительные потери и отводимые потери как раз компенсируют друг друга, так что тепловой поток, направленный поперек листов стали, определяется только потерями в ней. При $s = 7700 \text{ кг/м}^3$, $k_{Fe} = 0,9$ и $\lambda_q = 1 \text{ вт/град} \cdot \text{м}$ (коэффициент теплопроводности пакета в поперечном направлении при бумажной изоляции) получаем:

$$\vartheta' = vl'^2/8\lambda_q \approx 880Vl'^2 [^\circ \text{C}], \quad (1283)$$

где V — коэффициент потерь в стали, вт/кг ; l' — длина пакета, м . При $V = 4 \text{ вт/кг}$ (включая добавочные потери) и длине пакета $b = 0,06 \text{ м}$

$$\vartheta_{\max} = \vartheta_{SF} + 12,7^\circ \text{C};$$

$$\vartheta_m = \vartheta_{SF} + 8,5^\circ \text{C}.$$

У листового стали с лаковой изоляцией λ_q приблизительно в четыре раза больше, и поэтому $\vartheta' \approx 3,2^\circ \text{C}$, причем среднее и максимальное превышения температуры стали лишь незначительно отличаются от превышения температуры ее сторон.

Превышение температуры сторон пакета активной стали определяется в рассматриваемом примере по коэффициенту теплоотдачи $\alpha = 40 \text{ вт/град} \cdot \text{м}^2$ и

$$\vartheta_{SF} = \frac{V}{\alpha A} = \frac{bk_{Fe}V_s}{2\alpha} = \frac{0,06 \cdot 0,9 \cdot 4 \cdot 7700}{2 \cdot 40} = 21^\circ \text{C}.$$

При этом максимальное превышение температуры пакета составляет $\vartheta_{\max} = 21 + 12,7 = 33,7^\circ \text{C}$, а среднее превышение $\vartheta_m = 21 + 8,5 = 29,5^\circ \text{C}$.

Рассчитанные в обоих примерах значения являются превышениями температуры и для получения полного перегрева к ним должна быть прибавлена температура омывающего воздуха.

2. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ВДОЛЬ КАТУШКИ

В предыдущем параграфе мы рассмотрели распределение температуры в сечении катушки при условии, что вдоль катушки температура неизменна. При этом мы установили, что среднее и максимальное превышения температуры по сравнению с температурой сторон катушки зависят только от токовой нагрузки i , ширины катушки b и коэффициента теплопроводности изоляции λ [см. (1282)]. Если эти три величины неизменны, то и прибавка ϑ' к температуре сторон катушки также будет постоянной независимо от того, находится ли катушка в стали или в воздухе.

Гораздо большее значение имеет распределение температуры вдоль катушки, так как теплоотдача уложенной в сталь части катушки значительно меньше теплоотдачи той части катушки, которая находится в воздухе. Вследствие этого обмотка имеет в середине пакета активной стали более высокую температуру, чем в середине лобовых частей катушек. Однако уложенные в сталь катушки имеют в большинстве случаев небольшое сечение, и поэтому распределением температуры по ширине катушки можно пренебречь, что особенно облегчает аналитическое исследование проблемы.

Обозначим через v' количество тепла, отводимое с единицы поверхности катушки за единицу времени, через u — периметр сечения, через q — сечение металла обмотки и через v'' — количество тепла (потери), отводимое из единицы объема металла обмотки через изоляционную гильзу (оплетку) катушки за единицу времени. Между этими величинами существует простая зависимость:

$$v'' = v' u / q. \quad (1284)$$

Если v — тепло, образующееся в единице объема металла обмотки, то для нагрева обмоточного металла справедливо следующее уравнение:

$$\lambda_w \frac{d^2 \vartheta}{dz^2} + v - \frac{uv'}{q} = 0, \quad (1285)$$

где λ_w — коэффициент теплопроводности металла обмотки. Образующиеся (v) и отводимые (v') потери отнесены только к металлу обмотки. Для того чтобы определить тепло v по (1285), следует для q подставить сечение металла. Если же, напротив, желательно производить расчет не по металлу обмотки, а по всему объему катушки и пользоваться для определения v уравнением (1285), то для λ_w надо вводить фиктивное значение. Мы предпочитаем, однако, производить расчет по металлу обмотки и подставлять для v и λ_w их действительные значения.

Рассмотрим сперва головки катушек, т. е. их лобовые части, которые непосредственно омываются охлаждающим воздухом. Расстояние z отсчитываем от середины катушки (рис. 358). Если обозначить через ϑ_0 превышение температуры поверхности изоляции лобовых частей и через ϑ — превышение температуры металла лобовых частей, то потери, отводимые с единицы поверхности лобовых частей за единицу времени, будут составлять:

$$v_S = (\vartheta - \vartheta_0) \lambda_S / \delta_S. \quad (1286)$$

Те же самые потери передаются охлаждающему воздуху с температурой ϑ_{LS} , т. е.

$$v_S = \alpha_S (\vartheta_0 - \vartheta_{LS}). \quad (1287)$$

Из (1286) и (1287) получаем:

$$v_S = \alpha_{SR} (\vartheta_0 - \vartheta_{LS}), \quad (1288)$$

где

$$\alpha_{SR} = \frac{\lambda_S \alpha_S}{\lambda_S + \alpha_S \delta_S} \quad (1289)$$

есть результирующий коэффициент теплоотдачи изоляции лобовых частей; он учитывает как теплопроводность изоляции, так и переход тепла с поверхности. Ниже мы еще вернемся к расчету результирующих теплопроводностей. Если учесть также зависимость потерь от температуры

$$v = v_0 (1 + \beta \vartheta), \quad (1290)$$

где v_0 — потери на единицу объема металла обмотки при температуре окружающей среды $\vartheta = 0$ и β — температурный коэффициент металла обмотки, то (1285) может быть переписано:

$$\frac{d^2 \vartheta}{dz^2} - a_1^2 \vartheta + b_1 = 0, \quad (1291)$$

где

$$a_1^2 = \frac{1}{\lambda_w} (\alpha_{SR} u_S / q - \beta v_0)$$

$$\text{и } b_1 = \frac{1}{\lambda_w} (v_0 + \alpha_{SR} \vartheta_{LS} u_S / q). \quad (1292 \text{ а и б})$$

Решение этого уравнения дает:

$$\vartheta = C_1 e^{a_1 z} - C_2 e^{-a_1 z} + b_1 / a_1^2. \quad (1293)$$

Если, однако, учесть, что распределение температуры симметрично относительно середины лобовых соединений, то $C_1 = C_2$ и получим:

$$\vartheta = 2C_1 \cosh a_1 z + b_1 / a_1^2. \quad (1294)$$

Теплопередача с уложенной в сталь катушки происходит двумя различными путями: к охлаждающему воздуху в вентиляционном канале и в сталь. Передача тепла в охлаждающий воздух происходит таким же образом, как в случае лобовых соединений, но при этом имеют место другие значения коэффициента теплоотдачи α_V , температуры воздуха ϑ_{LV} , а также коэффициента теплопроводности λ_N и толщины изоляционной гильзы δ_N . Количество тепла, которое отдается с единицы поверхности изоляционной гильзы в канал, составляет:

$$v_V = \alpha_{VR} (\vartheta - \vartheta_{LV}), \quad (1295)$$

с результирующим коэффициентом теплоотдачи

$$\alpha_{VR} = \frac{\lambda_N \alpha_V}{\lambda_N + \alpha_V \delta_N}. \quad (1296)$$

Общее количество тепла, которое отводится с поверхности катушек во всех каналах,

$$V_V = v_V u_N l_V N, \quad (1297)$$

где u_N — периметр сечения изоляционной гильзы; l_V — ширина канала; N — число пазов.

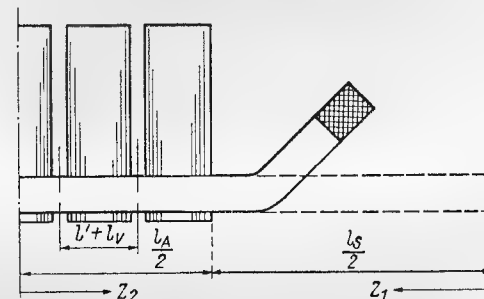


Рис. 358. Обозначения при радиальной вентиляции.

В пределах пакета тепловой поток направлен от поверхности катушек к активной стали. Если обозначить через ϑ — ϑ_E среднюю разность температур между металлом обмотки и сталью, т. е. между внутренней и наружной поверхностями изоляционной гильзы, через l' — длину пакета и через

$$R_N = \Lambda / \Lambda_N = \frac{\delta_N}{\lambda_N u_N l' N} \quad (1298)$$

тепловое сопротивление всех катушек относительно пакета стали, то общее количество тепла, передаваемое в этот пакет, составляет:

$$V_{WE} = (\vartheta - \vartheta_E) / R_N. \quad (1299)$$

В (1298) не учтен переход тепла от изоляционной гильзы к стали. В действительности же в этом месте возникает дополнительное тепловое сопротивление, которое будет рассматриваться в § 4, б. При этом вместо λ_N / δ_N появляется результирующая теплопроводность, состоящая из «параллельного соединения» λ_N / δ_N и $\alpha_{Is, E}$, где $\alpha_{Is, E}$ — коэффициент теплоотдачи между изоляцией и сталью.

Дальнейшая передача тепла из пакета активной стали в охлаждающий воздух происходит через цилиндрические и боковые поверхности пакета. Если пренебречь перепадом температуры в направлении вдоль пакета, то превышение температуры стали на цилиндрической поверхности пакета будет ϑ_E , а количество тепла, отдаваемое цилиндрической поверхностью пакета O_M , будет равно $\alpha_M O_M (\vartheta_E - \vartheta_{LM})$. Одновременно с боковых сторон отводится тепло $\alpha_{SF} O_{SF} (\vartheta_{SF} - \vartheta_{LK})$. Если обозначим через V_E потери в пакете активной стали, то тепловой баланс пакета будет иметь следующий вид:

$$V_{WE} + V_E = \alpha_{SF} O_{SF} (\vartheta_{SF} - \vartheta_{LV}) + \alpha_M O_M (\vartheta_E - \vartheta_{LM}). \quad (1300)$$

Превышение температуры на боковых поверхностях пакета ϑ_{SF} меньше среднего превышения температуры пакета стали ϑ_F . По (1277а) получаем:

$$\vartheta_E = \vartheta_{SF} + R_q [V_E + V_{WE} - \alpha_M O_M (\vartheta_E - \vartheta_{LM})], \quad (1301)$$

где

$$R_q = 1 / \Lambda_q = \frac{l'^2}{12 V_p \lambda_q} = \frac{l'}{6 O_{SF} \lambda_q} \quad (1302)$$

есть эффективная теплопроводность пакета стали в поперечном направлении. В вышеприведенных уравнениях означают: $V_p = O_{SF} l' / 2$ — объем пакета активной стали (включая изоляцию листовой стали); $V_E + V_{WE} - \alpha_M O_M (\vartheta_E - \vartheta_{LM})$ — количество тепла, отведенное через боковые поверхности пакета; λ_q — коэффициент теплопроводности пакета стали в поперечном направлении.

Из (1299), (1300) и (1301) при условии равной температуры воздуха ($\vartheta_{LM} = \vartheta_{LV}$) получаем:

$$V_{WE} = [\eta (\vartheta - \vartheta_L) - V_E R] R_N, \quad (1303)$$

где

$$\eta = \frac{(\Lambda_q + \Lambda_{SF}) \Lambda_M + \Lambda_{SF} \Lambda_q}{(\Lambda_q + \Lambda_{SF}) (\Lambda_M + \Lambda_N) + \Lambda_{SF} \Lambda_q} = 1 - \frac{\Lambda_N}{\Lambda} =$$

$$= \frac{(R_{SF} + R_q) R_N + R_M R_N}{(R_{SF} + R_q) (R_N + R_M) + R_M R_N} = 1 - \frac{R}{R_N}; \quad (1304)$$

$$R = \frac{1}{\Lambda} = \frac{1}{\Lambda_M + \Lambda_N + \Lambda_q \Lambda_{SF} / (\Lambda_q + \Lambda_{SF})} =$$

$$= \frac{R_M R_N (R_{SF} + R_q)}{(R_{SF} + R_q) (R_M + R_N) + R_M R_N} \quad (1305)$$

есть общее тепловое сопротивление пакета активной стали. Здесь R_N — тепловое сопротивление пазовой изоляции по (1298); R_q — тепловое сопротивление пакета стали в поперечном направлении по (1302);

$$R_{SF} = 1 / \Lambda_{SF} = 1 / \alpha_{SF} O_{SF} \quad (1306)$$

тепловое сопротивление боковых поверхностей пакета стали;

$$R_M = 1 / \Lambda_M = 1 / \alpha_M O_M \quad (1307)$$

тепловое сопротивление цилиндрических поверхностей пакета стали.

Тепловое сопротивление R является результирующим тепловым сопротивлением пакета активной стали, равным обратной величине суммы теплопроводностей пазовой изоляции, цилиндрических поверхностей пакета и последовательного соединения теплопроводностей боковых поверхностей и пакета стали в поперечном направлении.

Один пакет активной стали с относящимся к нему вентиляционным каналом отводит тепло $V_V + V_{WE}$. Средняя величина отводимого тепла на единицу площади боковой поверхности гильзы будет составлять:

$$v' = \frac{V_V + V_{WE}}{u_N (l' + l_V) N}. \quad (1308)$$

При этой величине получается дифференциальное уравнение такого же типа как уравнение (1291), причем все отдельные пакеты стали рассматриваются в виде одного пакета стали длиной

$l_A = \sum (l' + l_v)$. Соответствующие коэффициенты дифференциального уравнения будут:

$$a_2^2 = \frac{1}{\lambda_w} \left(\alpha_2 \frac{u_N}{q} - \beta v_0 \right); \quad (1309a)$$

$$b_2 = \frac{1}{\lambda_N} \left(\frac{\lambda_N V_E}{\delta_N \Lambda} \frac{l'}{l' + l_v} \cdot \frac{u_N}{q} + \lambda_2 \frac{u_N}{q} \vartheta_{LV} + v_0 \right); \quad (1309b)$$

$$\lambda_2 = \frac{l_v \alpha_{VR} + \eta' \lambda_N / \delta_N}{l' + l_v}. \quad (1310)$$

Решение уравнения (1291) имеет вид:

$$\vartheta = 2C_2 \cosh a_2 z + b_2 / a_2^2, \quad (1311)$$

причем $z = 0$ находится в середине пакета. Так же как и в (1291), сечение катушки q и потери v_0 должны быть отнесены к металлу одной катушки обмотки, в то время как λ_w есть коэффициент теплопроводности металла обмотки.

Постоянные C_1 и C_2 определяются из граничных условий, а именно (1294) при $z = l_S/2$ и (1311) при $z = l_A/2$ должны давать одинаковые температуры ϑ и одинаковый перепад температуры $d\vartheta/dz$. Однако ввиду того, что расстояние z отсчитывается на обоих участках в противоположных направлениях, перепады температуры на границе этих участков равны между собой по величине, но противоположны по направлению. Таким образом, получаем:

$$2C_1 = \left(\frac{b_2}{a_2^2} - \frac{b_1}{a_1^2} \right) \frac{a^2}{c} \sinh \frac{a_2 l_A}{2}, \quad (1312a)$$

$$2C_2 = \left(\frac{b_1}{a_1^2} - \frac{b_2}{a_2^2} \right) \frac{a_1}{c} \sinh \frac{a_1 l_S}{2}, \quad (1312b)$$

где

$$c = a_1 \sinh \frac{a_1 l_S}{2} \cosh \frac{a_2 l_A}{2} + a_2 \sinh \frac{a_2 l_A}{2} \cosh \frac{a_1 l_S}{2}. \quad (1313)$$

Пользуясь постоянными C_1 и C_2 , распределение температуры вдоль катушки можно рассчитывать по (1294) и (1311).

Особый интерес представляют экспериментальные величины превышений температуры, а также ее средние величины. Максимальное превышение температуры возникает в середине пакета активной стали:

$$\vartheta_{\max} = \frac{b_2}{a_2^2} + 2C_2. \quad (1314a)$$

Наименьшее превышение температуры

$$\vartheta_{\min} = \frac{b_1}{a_1^2} + 2C_1 \quad (1314b)$$

приходится на середину лобовых частей. Среднее превышение температуры катушки в лобовых частях

$$\vartheta_{Sm} = \frac{2}{l_S} \int_0^{l_S/2} \vartheta dz = \frac{2}{l_S} \left[\frac{2C_1}{a_1} \sinh \frac{a_1 l_S}{2} + \frac{b_1 l_S}{2a_1^2} \right], \quad (1315a)$$

а среднее превышение температуры катушки в пакете активной стали составляет:

$$\vartheta_{Am} = \frac{2}{l_A} \int_0^{l_A/2} \vartheta dz = \frac{2}{l_A} \left[\frac{2C_2}{a_2} \sinh \frac{a_2 l_A}{2} + \frac{b_2 l_A}{2a_2^2} \right]. \quad (1315b)$$

Среднее превышение температуры всей катушки

$$\vartheta_w = \frac{\vartheta_{Sm} l_S + \vartheta_{Am} l_A}{l_S + l_A}. \quad (1316)$$

Если распределение температуры в катушке известно, то можно определить также и распределение температуры в отдельных пакетах стали. При этом предполагаем, что превышение температуры катушки вдоль одного пакета стали постоянно и равно превышению температуры в середине пакета ϑ_w' . Средняя температура пакета стали будет согласно (1299) и (1303), полагая $\vartheta = \vartheta_w'$ и $\vartheta_E = \vartheta_E'$, равна

$$\vartheta_E' = V_E R + (1 - \eta) \vartheta_w + \eta \vartheta_{LV}, \quad (1317)$$

а среднее превышение температуры боковых поверхностей пакета

$$\vartheta_{SF}' = \vartheta_E' + R_q \{ (\vartheta_E' - \vartheta_{LV}) / R_M - \eta [(\vartheta_w' - \vartheta_{LV}) / R_N + V_E] \}. \quad (1318)$$

Максимальное превышение температуры в отдельном пакете стали

$$\vartheta_{E, \max}' = 1,5 \vartheta_E' - 0,5 \vartheta_{SF}'. \quad (1319)$$

До сих пор мы рассматривали распределение температуры в машине с чисто радиальным охлаждением. Повышение температуры охлаждающего воздуха в процессе теплопередачи мы оставляли без внимания. Это, конечно, неверно, так как температура воздуха повышается приблизительно от 15 до 30° С. Однако при радиальном охлаждении мы не учитывали и перепада температуры в направлении воздушного потока. Если нагрев воздуха во всех воздушных путях одинаков, то среднее превышение температуры всех частей машины (обмотки и пакета активной стали) будет больше рассчитанного выше на половину величины нагрева воздуха.

Распределение температуры при аксиальном охлаждении может определяться таким же путем, как и при радиальном охлаждении. При этом необходимо учитывать нагрев воздуха, особенно

при его прохождении через пакет активной стали. Перепад температуры в стали происходит теперь в направлении воздушного потока и может поэтому оказывать влияние на нагрев воздуха, стали и обмотки. Однако в исследовании Рихтера (Richter) [25] было показано, что при практически встречающихся величинах поперечной теплопроводности пакета активной стали ($\lambda_q = 1 \text{ вт/град} \cdot \text{м}$) можно считать $\lambda_q = 0$. При этом температура воздуха (в аксиальном направлении) возрастает линейно и на выходе из пакета активной стали составляет:

$$\vartheta_L = \frac{V_E + V_A + V_S/2}{scK}, \quad (1320)$$

где K — количество воздуха $\text{м}^3/\text{сек}$; s — теплоемкость воздуха, равная $1,012 \text{ вт} \cdot \text{сек/град} \cdot \text{кг}$; s — удельный вес воздуха ($1,1 \text{ кг/м}^3$).

Разность между температурами воздуха и пакета стали является при пренебрежении аксиальным тепловым потоком в металле обмотки постоянной и равна

$$\vartheta_E - \vartheta_L = \frac{V_E + V_A}{\alpha O_V}, \quad (1321)$$

где O_V — площадь поверхности всех вентиляционных каналов. В действительности же теплопроводность металла обмотки оказывает заметное влияние, и эта разность температуры на концах пакета активной стали уменьшается. Однако ниже мы будем рассматривать температуры в различных частях машины при аксиальном охлаждении с помощью тепловой схемы замещения, так как благодаря этому достигается особенно простое и наглядное выражение всех тепловых процессов.

3. ЧИСЛОВОЙ ПРИМЕР

Чтобы получить представление о распределении температуры при радиальном охлаждении и делать возможным сравнение с проводимым ниже расчетом по методу тепловой схемы замещения, рассмотрим числовой пример [25].

Генератор трехфазного тока 6500 ква, 10 кв, 83 об/мин имеет следующие характеристики: $l_A = 1,03 \text{ м}$; $l_S = 0,75 \text{ м}$; $l' = 0,0478 \text{ м}$; $l_V = 0,01 \text{ м}$; $N = 432$; $U_S = U_N = 0,168 \text{ м}$; $\delta_S = 0,002 \text{ м}$; $\delta_N = 0,004 \text{ м}$; $q = 3,85 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$, $D_a = 0,597 \text{ м}$; $D_i = 0,565 \text{ м}$.

Сердечник активной стали подразделен на 18 отдельных пакетов. Общие потери обмотки холодной машины составляют 50 квт, т. е. $v_0 = 50 \cdot 000 / 1,78 \cdot 432 \cdot 3,85 \cdot 10^{-4} = 169 \cdot 000 \text{ вт/м}^3$ и $\beta = 0,004^\circ \text{С}^{-1}$. Коэффициент теплопроводности меди $\lambda_w = 380$, пакета активной стали в поперечном направлении $\lambda_q = 1$ и изоляции $\lambda_N = \lambda_S = 0,15 \text{ вт/град} \cdot \text{м}$. Общие потери в стали составляют 160 квт, или 8890 вт на пакет. Боковая поверхность пакета стали (с двух сторон) равна $O_{SF} = 3,12 \text{ м}^2$; коэффициент теплоотдачи

$\alpha_{SF} = 50 \text{ вт/град} \cdot \text{м}^2$. Для лобовых частей принимаем коэффициент теплоотдачи $\alpha_S = 45$, для обмотки в области вентиляционных каналов $\alpha_V = 50$, для внутренней цилиндрической поверхности пакета $\alpha_{Mi} = 50$ и для наружной цилиндрической поверхности пакета вследствие низкой скорости уже нагретого воздуха $\alpha_{Ma} = 14 \text{ вт/град} \cdot \text{м}^2$. Теплопроводность цилиндрической поверхности пакета стали $\Lambda_M = \sum \lambda_M O_M = 50 \cdot 0,85 + 14 \cdot 0,896 = 55 \text{ вт/град}$, или $R_N = 0,0182 \text{ град/вт}$, где 0,85 и 0,896 м^2 — площади внутренней и наружной цилиндрических поверхностей одного пакета стали.

Результирующий коэффициент теплоотдачи лобовых частей будет по (1289) составлять $\alpha_{SR} = 28,1 \text{ вт/град} \cdot \text{м}^2$, части обмотки в вентиляционных каналах по (1296): $\alpha_{VR} = 21,4 \text{ вт/град} \cdot \text{м}^2$ и обмотки в стали: $\lambda_N/\delta_N = 37,5 \text{ вт/град} \cdot \text{м}^2$.

По (1292а и б) получаем вспомогательные величины $a_1 = 55,2 \text{ м}^{-1}$ и $b_1 = 455 \text{ град/м}^2$. Тепловое сопротивление пазовой изоляции между обмоточной медью и пакетом стали по (1298) равно $R_N = 1/130 = 0,0077 \text{ град/вт}$, а пакета стали в поперечном направлении [см. (1302)] равно $R_q = 1/392 = 0,00255 \text{ град/вт}$; тепловое сопротивление боковых поверхностей пакета стали [см. (1303)] $R_{SF} = 1/156 = 0,0064 \text{ град/вт}$ и общее тепловое сопротивление одного пакета стали [см. (1305)] $R = 1/296,5 = 0,0037 \text{ град/вт}$. Отсюда по (1304) получаем $\eta = 0,562$. Далее по (1309) и (1310) будет: $\alpha_2 = 0,211 \text{ вт/град} \cdot \text{м}$, $a_2 = 4,74 \text{ м}^{-1}$ и $b_2 = 1510 \text{ град/м}^2$.

При $c = 233 \text{ м}^{-1}$ [см. (1313)] по (1312а и б) получается:

$$2C_1 = 6,10^\circ \text{С} \text{ и } 2C_2 = -4,86^\circ \text{С}.$$

Теперь можно рассчитать распределение температуры вдоль катушки и вдоль всего пакета активной стали. Обе кривые распределения температур показаны на рис. 359. Наиболее высокая температура или, говоря точнее, превышение температуры обмотки, $\vartheta_{\max} = 62,3^\circ \text{С}$, наименьшая температура $\vartheta_{\min} = 20,7^\circ \text{С}$ и средняя $\vartheta_w = 43,3^\circ \text{С}$. Среднее превышение температуры уложенной в якорь части обмотки равно $\vartheta_A = 56,1^\circ \text{С}$ и среднее превышение температуры лобовых частей $\vartheta_S = 26^\circ \text{С}$. Среднее превышение температуры стали $\vartheta_E = 54,5^\circ \text{С}$.

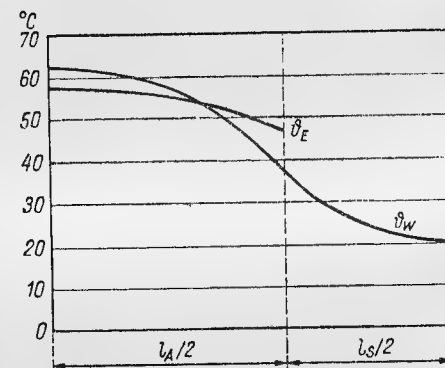


Рис. 359. Распределение температур вдоль катушки ϑ_w и вдоль всего пакета активной стали ϑ_E при радиальном охлаждении.

Завершим числовой пример тепловым балансом для обмотки и всего пакета активной стали:

Теплоотдача лобовых частей охлаждающему воздуху	40 <i>квт</i>
Теплоотдача части обмотки в вентиляционных каналах	15 »
Теплоотдача обмотки пакету активной стали	3 »
Полное количество теплоты обмотки (в нагретом состоянии)	58 <i>квт</i>
Потери в активной стали	160 »
Приток тепла из обмотки	3 »
Полное количество теплоты активной стали	163 <i>квт</i>
Теплоотдача боковых поверхностей пакета активной стали	109,2 »
Теплоотдача цилиндрических поверхностей пакета активной стали	53,8 »
Общие потери	163 <i>квт</i>

4. РАСЧЕТ СРЕДНИХ ПРЕВЫШЕНИЙ ТЕМПЕРАТУР ПО ТЕПЛОВОЙ СХЕМЕ ЗАМЕЩЕНИЯ

а) Общие положения

Метод, описанный в § 2, дает полную картину распределения температур в обмотке и в пакете активной стали. Однако для практических целей в большинстве случаев достаточно знать только среднее превышение температуры. Поэтому сравнительно сложный метод расчета превышения температуры был упрощен, и таким образом возник метод тепловой схемы замещения. При данном методе распределение температур в источниках тепла не учитывается, т. е. расчет производится по средним температурам источников, для тепловых потоков вводятся соответствующие тепловые сопротивления (*град/вт*) и строится тепловая схема замещения.

Для каждой части схемы справедливо основное уравнение

$$V_{12} = (\vartheta_1 - \vartheta_2)/R_{12}, \quad (1322)$$

где R_{12} — тепловое сопротивление между точками 1 и 2; ϑ_1 и ϑ_2 — температуры или превышения температур указанных точек, °C; V_{12} — тепловой поток между этими точками, *вт*.

Точно так же, как для электрических цепей, получаем определенное число уравнений, по которым можно найти такое же число неизвестных (V и ϑ). Чтобы упростить расчет, температуру охлаждающей среды считаем известной. В большинстве случаев ее удается оценить довольно точно. Хотя теоретически точное решение может быть получено лишь постепенно (методом последовательных приближений), практически искомое решение дает первая попытка. Кроме того, часто вводят и другие упрощения, чтобы уменьшить число уравнений и неизвестных. Мы еще остановимся на этом ниже.

Метод тепловых схем замещения для определения средних температур исследовался за последнее время различными авторами. Особенно следует отметить работы Хака (Hak) [268—272],

Вайсхаймера [273a] и Пельчевского (Pelczewski) [253]. Прежде чем перейти к построению тепловых схем замещения, покажем, каким образом рассчитываются отдельные тепловые сопротивления.

б) Тепловые сопротивления

Тепловое сопротивление является величиной, обратной теплопроводности, т. е.

$$R = 1/\Lambda. \quad (1323)$$

В § 2 мы ввели различные теплопроводности и тепловые сопротивления. Рассмотрим все тепловые сопротивления, которые необходимы для построения тепловой схемы замещения и покажем, каким образом их можно рассчитать.

Тепловое сопротивление между металлом лобовых частей обмотки и охлаждающим воздухом состоит из двух последовательных сопротивлений.

Первое сопротивление представляет изоляция катушек. Его величина при принятых выше обозначениях составит:

$$R'_S = \delta_S / \lambda_S O_S. \quad (1324a)$$

Второе сопротивление образует переход от изоляции к воздуху; его величина

$$R''_S = 1 / \alpha_S O_S. \quad (1324b)$$

Общее тепловое сопротивление лобовых частей относительно охлаждающего воздуха составляет:

$$R_S = R'_S + R''_S = \frac{1}{O_S} \left(\frac{\delta_S}{\lambda_S} + \frac{1}{\alpha_S} \right). \quad (1325)$$

Для расчета сопротивления R_S необходимо знать коэффициент теплопроводности изоляции λ_S , коэффициент теплоотдачи α_S [по (1255)] и полную поверхность O_S . Первые две величины мы рассмотрели в § 1. Известные трудности возникают при определении коэффициента теплоотдачи α_S , величина которого зависит от скорости воздуха. Этот коэффициент можно привести в известную зависимость от поверхности O_S . В (1325) мы приняли для сопротивлений R'_S и R''_S одинаковую площадь поверхности. Для первого сопротивления эта площадь определяется геометрическими размерами лобовых частей:

$$O_S = Nu_S l_S [m^2] \quad (1326a)$$

для однослойных обмоток и

$$O_S = 2Nu_S l_S [m^2] \quad (1326b)$$

для двухслойных обмоток, где u_S — периметр катушки.

Для сопротивления R''_S эффективная поверхность катушки меньше O_S , так как не все части ее поверхности охлаждаются с одинаковой эффективностью. Чтобы избежать возникающих

вследствие этого затруднений, для обоих сопротивлений принимают одинаковую площадь поверхности, а коэффициент теплоотдачи α_s уменьшают. Этот коэффициент соответствует, следовательно, не действительной скорости обтекающего воздуха, а средней скорости, с которой, согласно предположению, воздух омывает все стороны лобовых соединений.

Аналогичным образом рассчитывается тепловое сопротивление между металлом обмотки и охлаждающим воздухом для частей обмотки, расположенных в вентиляционных каналах:

$$R_V = \frac{1}{O_V} \left(\frac{\delta_N}{\lambda_N} + \frac{1}{\lambda_V} \right), \quad (1327)$$

где $O_V = Nu_N l_V m$ — полная поверхность, m^2 ; δ_N — толщина изоляции, m ; λ_N — коэффициент теплопроводности изоляции; α_V — коэффициент теплоотдачи. Рассматриваемые величины δ_N и λ_N имеют индекс N , так как их значения такие же, как в пазах. Число пакетов активной стали принято равным числу вентиляционных каналов и обозначено через m .

Таким же способом рассчитывается тепловое сопротивление между металлом частей обмотки, расположенных в активной стали, и самим пакетом активной стали:

$$R_N = \frac{1}{O_N} \left(\frac{\delta_N}{\lambda_N} + \frac{1}{\alpha_N} \right), \quad (1328)$$

где $O_N = Nu_N l = Nu_N m l'$ — общая поверхность, m^2 ; α_N — коэффициент теплоотдачи между поверхностью катушек и пакетом активной стали. Этот тепловой поток до сих пор учитывался очень мало, а во многих случаях им даже пренебрегали. Она в очень большой мере зависит от зазора между обмоткой и пакетом активной стали. Проведенные автором опыты показали, что при теоретическом зазоре 0,6 мм коэффициент теплоотдачи составляет приблизительно от 300 до 500 $вт/град \cdot m^2$, т. е. больше коэффициента теплоотдачи в вентиляционных каналах. При еще меньшем зазоре, который, например, имеет место в короткозамкнутых обмотках, коэффициент теплоотдачи становится еще больше и равен, вероятно, от 500 до 1000 $вт/град \cdot m^2$.

Выше мы упомянули теоретический зазор, под которым понимаем разность между шириной штампованного паза и шириной катушки. Однако при шихтовке пакета активной стали отдельные листы несколько смещаются относительно друг друга, вследствие чего действительная ширина паза, а вместе с тем и зазор уменьшаются. Ввиду большого влияния зазора на коэффициент теплоотдачи α_N привести точные значения для этого коэффициента невозможно.

Если изоляция катушек состоит из различных материалов, то сопротивление будет составлять:

$$R = \sum \frac{\delta}{\lambda \delta}. \quad (1329)$$

Теплоотдача пакета активной стали происходит как на его боковых, так и на цилиндрических поверхностях. Поэтому тепловое сопротивление между пакетом активной стали и охлаждающим воздухом состоит из двух параллельных сопротивлений. Сопротивление, которое испытывает тепловой поток, текущий радиально вдоль пакета, обуславливается главным образом теплоотдачей на поверхности. Тепловое сопротивление вдоль листов активной стали в большинстве случаев очень незначительно, и им можно пренебречь. Теплоотдачи внутренней и наружной поверхностей пакета, как правило, различны. При малом воздушном зазоре теплоотдача с внутренней поверхности статора или наружной поверхности ротора в воздух очень незначительна. Тепло при этом передается со стали статора на сталь ротора (или наоборот). Соответствующее тепловое сопротивление мы считаем ниже.

При большом воздушном зазоре, например в синхронных машинах и машинах постоянного тока, тепло отдается в воздух, входящий в воздушный зазор. Коэффициент теплоотдачи определяется по (1253) или (1254). Теплоотдача с наружной поверхности при радиальном охлаждении из-за низкой скорости воздуха незначительна (от 14 до 20 $вт/град \cdot m^2$). Тепловое сопротивление радиальному потоку тепла

$$R_M = \frac{1}{O_{Ma} \alpha_{Ma} + O_{Mi} \alpha_{Mi}}. \quad (1330)$$

В закрытых машинах и машинах с наружным охлаждением радиальный тепловой поток направлен в основном в сторону наружной поверхности пакета. Плотность теплового потока ($вт/m^2$) становится в этом направлении большой, и сопротивлением пакета активной стали в направлении шихтовки при определенных условиях пренебрегать уже нельзя. С учетом распределения потерь в стали, а также добавляющихся сюда потерь в меди, можно принять, что средняя длина пути для теплового потока приблизительно равна высоте ярма h_j . Сечение примерно равно площади наружной поверхности пакета. Тепловое сопротивление шихтованного ярма

$$R_j = \frac{h_j}{O_{Ma} \lambda_{Fe}}. \quad (1331)$$

Сюда добавляется также переходное сопротивление между пакетом активной стали и корпусом машины. Иногда делают попытки рассчитать это сопротивление по теоретическому зазору, что однако, не совсем верно, так как путь перехода тепла с пакета активной стали на корпус очень сложен. Измерения, произведенные на различных электродвигателях, дали коэффициенты теплоотдачи $\alpha_{j\delta} \approx 800 \div 1500$ $вт/град \cdot m^2$.

Тепловое сопротивление между частями обмотки, уложенными в сталь, и охлаждающим воздухом в закрытых машинах с воздушным охлаждением равно

$$R_M = \frac{1}{O_M} \left(\frac{1}{\alpha_{Ma}} + \frac{1}{\alpha_{j\delta}} + \frac{h_j}{\lambda_{Fe}} \right). \quad (1332)$$

Значения для α_{Ma} можно определять по (1261), однако с учетом, что вдоль корпуса машины продувается только часть нагнетаемого вентилятором воздуха. При наличии охлаждающих ребер следует учитывать также и их влияние [см. (1267)].

В машинах с аксиальным охлаждением теплоотдача наружной поверхности пакета активной стали является хорошей и коэффициент теплоотдачи может рассчитываться по (1253) или (1254). Если в пакете активной стали имеются аксиальные вентиляционные каналы, то коэффициент теплоотдачи рассчитывается по (1261).

Тепловой поток, направленный к боковым поверхностям пакета активной стали, проходит поперек листов, теплопроводность которых в этом направлении незначительна. Сопротивление поперечному потоку складывается из переходного сопротивления на боковых поверхностях, а также из сопротивления в пакете активной стали. Соответствующие теплопроводности мы определили для отдельного пакета стали по (1302) и (1306). Если обозначить через O_{SF} площадь боковых поверхностей всех пакетов стали ($O_{SF} = mO'_{SF}$), то тепловое сопротивление в поперечном направлении будет:

$$R_{SF} = \frac{l'}{6O_{SF}\lambda_V} + \frac{1}{O_{SF}\alpha_{SF}} = \frac{1}{O_{SF}} \left(\frac{l'}{6\lambda_q} + \frac{1}{\alpha_{SF}} \right). \quad (1333)$$

Коэффициент теплоотдачи α_{SF} соответствует теплоотдаче в вентиляционных каналах и может определяться по (1261). Коэффициент теплопроводности λ_q берется по табл. 48.

В табл. 48 приведены некоторые данные по водороду и воде, все более широко используемых в электромашиностроении.

Для водорода под повышенным давлением, который применяется в больших машинах, действительны следующие значения плотности:

$$s = 0,09 \frac{1+p}{1+\vartheta/273} \text{ [кг/м}^3\text{]},$$

удельной теплоемкости (объемной):

$$c = 1285 \frac{1+p}{1+\vartheta/273} \text{ [вт} \cdot \text{сек/м}^3 \cdot \text{град]},$$

удельной теплопроводности

$$\lambda = 0,174(1 + 0,0027\vartheta) \text{ [вт/м} \cdot \text{град]}:$$

здесь ϑ — температура, °C, p — избыточное давление, кг/см². Для $\vartheta = 80^\circ \text{C}$ и $p = 3 \text{ атм}$ удельная теплоемкость $c = 3975 \text{ вт} \cdot \text{сек/м}^3 \cdot \text{град}$. Удельная теплоемкость воздуха равна

$$c = 1306 \frac{1+p}{1+\vartheta/273} \text{ [вт} \cdot \text{сек/м}^3 \cdot \text{град]}$$

или для $\vartheta = 80^\circ \text{C}$ и обычного давления $p = 0$ величина $c = 1005 \text{ вт} \cdot \text{сек/м}^3 \cdot \text{град}$.

Коэффициент теплопроводности λ , удельная теплоемкость c и плотность s различных веществ и материалов

Наименование	Коэффициент теплопроводности, $\text{вт/град} \cdot \text{м} \cdot 100$	Удельная теплоемкость, $\text{вт} \cdot \text{сек/град} \cdot \text{кг} \cdot 100$	Плотность $\text{кг/м}^3 \cdot 100$
Воздух при 760 мм рт. ст. и 20° C	0,000252	1,015	0,001164
Воздух при 760 мм рт. ст. и 40° C	0,000266	1,020	0,001092
Водород при 40° C	0,001000	14,240	0,000800
Вода при 40° C	0,00633	4,180	0,992
Трансформаторное масло при 40° C	0,00164	2,0	0,880
Электротехническая (динамная) листовая сталь, продольные значения (λ_{Fe}):			
низколегированная	0,48—0,35	0,462	7,70
среднелегированная	0,30—0,26	0,462	7,50
высоколегированная	0,20—0,19	0,462	7,45
Теплопроводность в поперечном направлении при бумажной изоляции, $\lambda_{Fe}=0,3$, $k_{Fe}=0,925$ или $\lambda_{Fe}=0,2$, $k_{Fe}=0,895$	0,012—0,0087		
То же, при лаковой изоляции, $\lambda_{Fe}=0,3$, $k_{Fe}=0,96$ или $\lambda_{Fe}=0,2$, $k_{Fe}=0,945$	0,0442—0,0313		
Медь	3,80	0,385	8,9
Алюминий	2,20	0,925	2,7
Полотно	0,0015		
Гетинакс	0,0023		
Прессшпан сухой	0,00180		
Прессшпан, пропитанный маслом	0,00250		
Асбест	0,0019	0,815	2,5
Миканит	0,0020		
Изоляция заводского изготовления:			
класса А	0,0010		
класса В	0,0015		

Воздух при повышенном статическом давлении из-за потерь на трение в электромашиностроении практически не используется.

Значительно больше удельная теплоемкость воды. Для $\vartheta = 80^\circ \text{C}$ она будет $c = 4,21 \cdot 10^3 \text{ вт} \cdot \text{сек/м}^3 \cdot \text{град}$. Большие потери на трение не допускают, однако, больших скоростей протекания воды. В то время, как для скорости протекания газа допускаемые значения лежат в пределах от 20 до 100 м/сек, для воды они равны только от 1—2 м/сек, т. е. в 20—50 раз меньше. При одном и том же сечении канала количества отводимого тепла (потерь) при воде, воздухе и водороде при давлении $p = 3 \text{ атм}$ относятся между собой как 80 : 1 : 4. Поэтому применение воды как охлаждающего

вещества открывает большие перспективы в электромашиностроении.

Численный множитель 6 в (1333) объясняется следующим образом. Кривая распределения температуры внутри пакета активной стали представляет собой параболу [см. (1273)], средняя величина которой приходится на точку, находящуюся на расстоянии, равном одной трети от боковой поверхности ($l'/3$). Далее, если учесть, что тепловой поток направлен к обеим боковым поверхностям, то эффективная длина для теплового потока будет равна только половине указанного расстояния, т. е. $l'/6$ [в соответствии с (1333)].

Результирующее тепловое сопротивление между пакетом активной стали и охлаждающим воздухом составляет:

$$R_E = \frac{R_M R_{SF}}{R_M + R_{SF}}. \quad (1334)$$

Вследствие неравномерного нагрева обмотки возникает тепловой поток вдоль катушки. Мы видели, что при радиальном охлаждении температура обмотки в середине пакета активной стали значительно выше, чем в середине лобовых частей. В результате возникает тепловой поток, направленный из середины пакета активной стали в сторону лобовых частей. Тепловое сопротивление, которое оказывает металл обмотки этому тепловому потоку, может рассчитываться по средней температуре уложенной в сталь части обмотки (ϑ_{Am}), лобовых частей (ϑ_{Sm}) и по количеству проходящего тепла. Обе температуры выражаются (1315а и б). Количество проходящего тепла.

$$V = \lambda_{Wq} d\vartheta/dz, \quad (1335)$$

куда ϑ по (1294) должно подставляться с $z = l_S/2$; отсюда получается:

$$R_L = \frac{\vartheta_{Am} - \vartheta_{Sm}}{V} \frac{\frac{4C_1}{l_S a_1} \sinh \frac{a_1 l_S}{2} + \frac{b_1}{a_1^2} - \frac{4C_2}{l_A a_2} \sinh \frac{a_2 l_A}{2} - \frac{b_2}{a_2^2}}{\lambda_{Wq} \left[a_1 C_1 \sinh \frac{a_1 l_S}{2} - a_2 C_2 \sinh \frac{a_2 l_A}{2} \right]}. \quad (1336)$$

Однако для практических расчетов (1336) неудобно, и поэтому для R_L следует привести более простое выражение. Предположим, что распределение температур вдоль катушки выражается не гиперболическими функциями, а параболой. Средней температуре в якорной части обмотки соответствует точка на расстоянии $l_A/6$, а средней температуре в лобовых частях — точка на расстоянии $l_S/6$ от крайней поверхности пакета активной стали. При этом тепловое сопротивление вдоль обмотки

$$R_L \approx \frac{l_A/6 + l_S/6}{2Nq\lambda_W} = \frac{l_A + l_S}{12Nq\lambda_W}, \quad (1336a)$$

если тепловой поток направлен симметрично к обеим лобовым частям обмотки. Если же рассматривать тепловой поток, направленный

только к одной лобовой части обмотки, то сопротивление будет вдвое больше, чем по (1336а). Еще лучшее согласование с (1336) достигается в том случае, если численный коэффициент 12 будет заменен на 14. Уравнение (1336а) приводится также и Хаком (Hak) [272].

Тепловому потоку между пакетами стали статора и ротора воздушный зазор оказывает тепловое сопротивление R_δ . Если это сопротивление велико по сравнению с другими тепловыми сопротивлениями схемы, то связью между статором и ротором можно пренебречь, что дает значительное упрощение. По этой причине очень желательно хотя бы приближенное определение сопротивления R_δ . Мы воспроизведем расчет теплового сопротивления воздушного зазора по Хаку [269]. Ввиду того, что этот расчет является приближенным, было введено несколько упрощений.

В основу расчета принимается турбулентный воздушный поток вдоль обеих поверхностей воздушного зазора. На подробностях расчета останавливаться не будем и дадим только его практический ход. Сперва определяется критерий Рейнольдса для воздушного зазора:

$$Re = v\delta/\nu, \quad (1337)$$

где v — скорость воздуха, $м/сек$; δ — величина воздушного зазора, $м$; ν — кинематическая вязкость охлаждающей среды, $м^2/сек$. Для воздуха при $60^\circ C$ будет $\nu = 2 \cdot 10^{-5} м^2/сек$. Введя величину $R = Re/4$, получаем критерий Нуссельта (для больших значений Re):

$$Nu \approx \frac{0,85 R f}{1 - 0,953/R f}, \quad (1338)$$

где

$$f = \frac{1}{4 [1,14 + 2 \log (\delta/e)]^2} \quad (1339)$$

является коэффициентом шероховатости, а e — отклонение длины воздушного зазора от среднего значения δ вследствие шероховатости. Его величина зависит от способа обработки поверхности якоря и от пазовых раскрывов. При открытых или полузакрытых пазах и при необточенной или грубо обточенной поверхности согласно работе [269] $e \approx 0,08—0,1 мм$, однако автору представляется, что эти значения слишком малы. Коэффициент шероховатости для поверхности статора и ротора, как правило, различен. Уравнение (1339) дает среднюю величину для обеих поверхностей. Если критерий Нуссельта известен, то коэффициент теплоотдачи

$$\alpha_\delta = \frac{Nu \lambda_L}{2\delta}, \quad (1340)$$

где λ_L — коэффициент теплопроводности охлаждающей среды. Для воздуха $\lambda_L = 0,026 вт/град \cdot м$. Подставляя в уравнение

(1340) δ в метрах, получаем коэффициент теплоотдачи в $\text{вт/град} \cdot \text{м}^2$. При этом тепловое сопротивление воздушного зазора

$$R_{\delta} = \frac{1}{\alpha_{\delta} O_{\delta}} = \frac{1}{\alpha_{\delta} \pi D l}. \quad (1341)$$

в) Тепловая схема замещения статора или ротора

Рассмотрим простейший случай теплового потока в статоре (или роторе), когда отсутствует теплопередача между статором и ротором ($R_{\delta} = \infty$). Этому случаю довольно точно соответствует

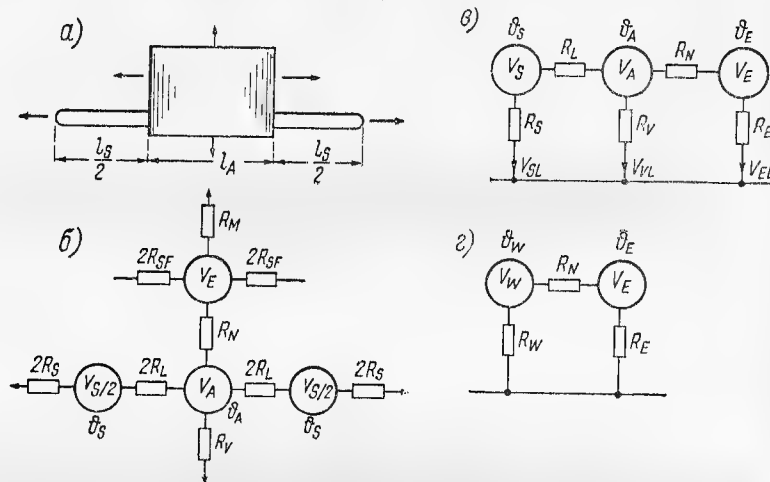


Рис. 360. Статор машины переменного тока: а — схема теплоотдачи, б — тепловая схема замещения, в — преобразованная тепловая схема замещения, г — упрощенная тепловая схема замещения.

статор синхронной машины. Разделим статор на три части с постоянными средними температурами: на пакет активной стали, уложенную в сталь часть обмотки и лобовые части обмотки. Обозначения для потерь, температур и тепловых сопротивлений мы уже поясняли выше.

Тепловая схема замещения статора показана на рис. 360, б. Эта схема может быть упрощена до схемы, изображенной на рис 360, в. В ней имеются восемь неизвестных: ϑ_A , ϑ_S , ϑ_E , V_{SL} , V_{VL} , V_{EL} , V_{SA} и V_{AE} . С помощью (1322) можно вывести пять уравнений. Кроме того, $\sum V = 0$ для каждого источника тепла дает еще три уравнения. Таким образом, получаем восемь уравнений, по которым можно определить искомые температуры. В частности,

$$\vartheta_A = \frac{R_L R_V R_N [V_S (1 + R_N/R_E) + V_E (1 + R_L/R_S) + V_A (1 + R_L/R_S) (1 + R_N/R_E)]}{(R_V R_N + R_V R_L + R_L R_N) (1 + R_L/R_S) (1 + R_N/R_E) - R_V R_N (1 + R_N/R_E) - R_L R_V (1 + R_L/R_S)}$$

$$\vartheta_S = \frac{V_S R_L + \vartheta_A}{1 + R_L/R_S}; \quad \vartheta_E = \frac{V_E R_N + \vartheta_A}{1 + R_N/R_E}; \quad (1342a, б, в.)$$

средняя температура всей обмотки

$$\vartheta_W = \frac{\vartheta_S V_S + \vartheta_A V_A}{V_S + V_A}. \quad (1343)$$

Применим теперь (1342) и (1343) к числовому примеру, для которого мы определили температуру и тепловые потоки. Сперва считаем тепловые сопротивления

$$R_S = \frac{1}{16,8 \cdot 75 \cdot 432} \left(\frac{0,2}{0,0015} + \frac{1}{0,0045} \right) = 0,65 \cdot 10^{-3} \text{ град/вт};$$

$$R_N = \frac{1}{16,8 \cdot 432 \cdot 4,78 \cdot 18} \cdot \frac{0,4}{0,0015} = 0,43 \cdot 10^{-3} \text{ град/вт};$$

$$R_V = \frac{1}{16,8 \cdot 432 \cdot 1 \cdot 18} \left(\frac{0,4}{0,0015} + \frac{1}{0,005} \right) = 3,6 \cdot 10^{-3} \text{ град/вт};$$

$$R_L = \frac{103 + 75}{14 \cdot 432 \cdot 3,85 \cdot 3,8} = 2,0 \cdot 10^{-3} \text{ град/вт};$$

$$R_M = \frac{1}{55 \cdot 18} = 1,01 \cdot 10^{-3} \text{ град/вт};$$

$$R_{SF} = \frac{1}{31 \cdot 200 \cdot 18} \left(\frac{4,78}{6 \cdot 0,01} + \frac{1}{0,005} \right) = 0,497 \cdot 10^{-3} \text{ град/вт},$$

$$R_E = 1,01 \cdot 0,497 \cdot 10^{-3} / (1,01 + 0,497) = 0,333 \cdot 10^{-3} \text{ град/вт}.$$

При этих значениях получаем:

$$\vartheta_A = 56^\circ \text{C}, \quad \vartheta_S = 26^\circ \text{C}, \quad \vartheta_W = 43,2^\circ \text{C}, \quad \vartheta_E = 54,5^\circ \text{C},$$

т. е. те же величины, что и по точному расчету с гиперболическими функциями.

В рассмотренном примере мы предполагали радиальное охлаждение. Пакет активной стали отдает тепло в основном через боковые поверхности (109,2 квт), в то время как теплоотдача через цилиндрические поверхности значительно меньше (53,8 квт). При аксиальном охлаждении почти все тепло пакета активной стали отдается через поверхности вентиляционных каналов и цилиндрические поверхности охлаждающему воздуху. Поэтому данные поверхности должны иметь такую площадь, чтобы создавать приблизительно такое же тепловое сопротивление R_E , как при радиальном охлаждении. Теплоотдачей через боковые поверхности пакета стали при аксиальной системе в большинстве случаев можно пренебречь. Сравним оба типа охлаждения друг с другом и подставим в обоих случаях одинаковые значения R_E . Нагревом воздуха мы до сих пор пренебрегали. Если примем его равномерным и равным 30°C , то температура лобовых частей будет равна $26 + 15 = 41^\circ \text{C}$, якорной части $56 + 15 = 71^\circ \text{C}$ и обмотки в целом

$43,2 + 15 = 58,2^\circ \text{C}$. Это распределение температур показано на рис. 361, а.

Для аксиального охлаждения справедлива та же тепловая схема замещения и получаются такие же превышения температуры, как при радиальном охлаждении (при условии одинакового сопротивления R_E в обоих случаях). Средний нагрев воздуха в районе лобовых частей на стороне входа воздуха равен $30 \cdot \frac{58 \cdot 37,5}{218 \cdot 178} = 1,7^\circ \text{C}$, в районе активной стали и уложенных в нее частей об-

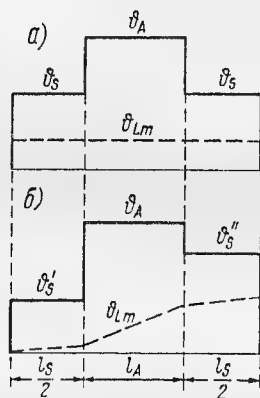


Рис. 361. Средние температуры обмотки и воздуха: а — при радиальном охлаждении; б — при аксиальном охлаждении.

мотки 15°C и в районе лобовых частей на стороне выхода воздуха $30 - 1,7 = 28,3^\circ \text{C}$. С учетом этих величин получаем следующие температуры обмотки в направлении воздушного потока: $26 + 1,7 = 27,7^\circ \text{C}$, $56 + 15 = 71^\circ \text{C}$ и $26 + 28,3 = 54,3^\circ \text{C}$ (рис. 361, б). Средняя температура всей обмотки в целом равна $58,2^\circ \text{C}$, т. е. она так же велика, как при радиальном охлаждении.

При сравнении обоих типов охлаждения мы предполагали одинаковый нагрев воздуха, т. е. одинаковые количества проходящего воздуха. Однако часто, особенно в случае крупных машин, при радиальном охлаждении может допускаться значительно большее количество воздуха, чем при аксиальном охлаждении. Вследствие этого нагрев воздуха, а также превышение температуры будут по отношению к входящему воздуху меньше. По этой

причине в крупных машинах применяется главным образом радиальное охлаждение.

На практике в большинстве случаев определяют не распределение температур, а среднее превышение температуры обмотки ϑ_W . Поэтому изображенную на рис. 360, в тепловую схему замещения стараются еще больше упростить и приводят ее к схеме, показанной на рис. 360, г. Тепловое сопротивление R_W требует, однако, более подробного пояснения. Проще всего, как это предлагалось многими авторами [253], пренебречь тепловым сопротивлением вдоль обмотки:

$$R_W = \frac{R_S R_V}{R_S + R_V}. \quad (1344)$$

В результате получается повышенная теплоотдача от обмотки, а вследствие этого уменьшенное превышение температуры. R_W можно определять также и путем температуры рассматривания обмотки с помощью тепловой схемы замещения, аналогичной изображенной на рис. 360 г. При равномерном распре-

лении теплоты обмотки, т. е. если $V_S = V_A$, получается простое выражение

$$R_W \approx \frac{R_S R_V + R_L (R_S + R_V)/4}{R_S + R_V + R_L}. \quad (1344a)$$

Средняя температура обмотки в тепловой схеме замещения по рис. 360, г будет равна

$$\vartheta_W = \frac{[V_E + V_W (1 + R_N/R_E)] R_N}{(1 + R_N/R_W) (1 + R_N/R_E) - 1}, \quad (1345)$$

а средняя температура пакета активной стали

$$\vartheta_E = \frac{V_E R_N + \vartheta_W}{1 + R_N/R_E}. \quad (1346)$$

Если мы вернемся к ранее рассмотренному примеру, то по (1344) получим $R_W = 0,55 \cdot 10^{-3} \text{ град/вт}$, а по (1344a) $R_W = 0,71 \cdot 10^{-3} \text{ град/вт}$. Превышение температуры обмотки будет в первом случае равно 41°C , а во втором случае 47°C . Первое значение дает меньшее, а второе большее превышение температуры, чем действительно ($43,3^\circ \text{C}$). Превышения температуры стали будут соответственно составлять $47,5$ и $50,5^\circ \text{C}$, т. е. второе значение R_W дает более близкое совпадение с действительной величиной ($54,5^\circ \text{C}$).

При этом расчете необходимо учитывать направление теплопередачи с обмотки на пакет активной стали. В то время как в действительности тепло передается с обмотки на пакет стали ($\vartheta_A > \vartheta_E$), при расчете средней температуры обмотки происходит теплопередача в противоположном направлении ($\vartheta_E > \vartheta_W$). На величину превышения температуры это обстоятельство оказывает сравнительно меньшее влияние.

г) Тепловая схема замещения обмотки полюса

Полюсные катушки крупных синхронных машин являются в сравнении с их шириной довольно длинными. Тепло отводится преимущественно через наружную поверхность катушки. При этом скорость воздуха в районе лобовых поверхностей (в соответствии с длиной l_S на рис. 362, а) значительно выше, чем вдоль аксиальных поверхностей (в соответствии с длиной l_A). Причиной является не только меньшее давление воздуха в аксиальном направлении, но и различные препятствия, создаваемые креплениями катушки. Из-за неодинаковой теплоотдачи распределение температуры вдоль катушки также неодинаково, вследствие чего для определения нагрева обмотки приходится прибегать к тепловой схеме замещения. Эта схема с источниками тепла и тепловыми сопротивлениями изображена на рис. 362, б. Она может быть преобразована в более простую схему по рис. 362, в.

Мы различаем два участка: часть обмотки в лобовых сторонах машины (индекс S) и аксиальную часть обмотки (индекс A). Тепловое сопротивление R_S определяется теплоотдачей на лобовых поверхностях катушки, а тепловое сопротивление R_{AM} — теплоотдачей на аксиальных поверхностях катушки.

Полюсные катушки крупных машин изготавливаются из голы меди, и поэтому тепловое сопротивление изоляции катушек здесь отсутствует.

Обозначим через R_N тепловое сопротивление между обмоткой и сердечником полюса, а через R_{PM} — сопротивление между поверхностью полюса и охлаждающим воздухом. Сопротивление R_N

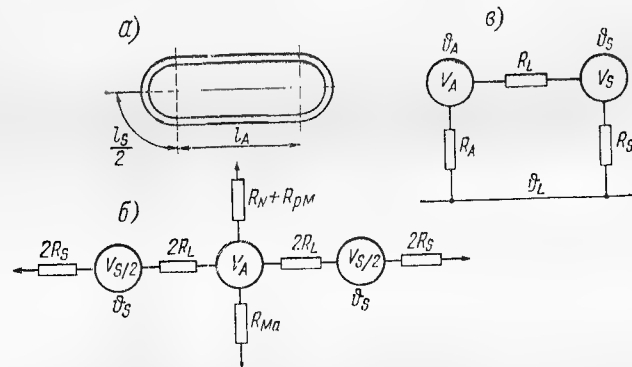


Рис. 362. Полюсная катушка синхронной машины (а); тепловая схема замещения катушки (б); преобразованная тепловая схема замещения (в).

является ввиду толстой изоляции полюса, а также относительно большого зазора между сердечником полюса и катушкой довольно высоким. Поэтому в большинстве случаев тепловое сопротивление R_A между аксиальными поверхностями катушки и охлаждающим воздухом можно принимать равным тепловому сопротивлению R_{AM} . В общем случае, однако, будет:

$$R_A = \frac{R_{AM}(R_N + R_{PM})}{R_{AM} + R_N + R_{PM}}. \quad (1347)$$

Решение для тепловой схемы замещения по рис. 362, в мы уже рассматривали (см. рис. 360, з). Средняя температура полюсной катушки составляет:

$$\vartheta_W = \frac{\vartheta_A V_A + \vartheta_S V_S}{V_A + V_S} = \frac{R_L [2V_A V_S + V_A^2 (1 + R_L/R_S) + V_S^2 (1 + R_L/R_A)]}{(V_A + V_S) [(1 + R_L/R_S) (1 + R_L/R_A) - 1]}. \quad (1348)$$

Для $R_L = 0$ получаем:

$$\vartheta_W = \frac{(V_A + V_S) R_S R_A}{R_A + R_S} \quad (1349a)$$

и для $R_L = \infty$

$$\vartheta_W = \frac{R_A V_A^2 + R_S V_S^2}{V_A + V_S}. \quad (1349b)$$

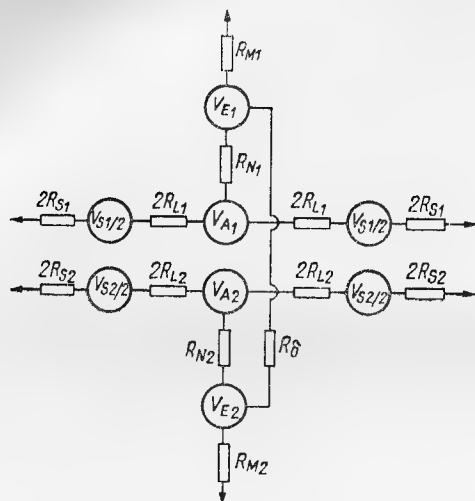
Чтобы оценить влияние теплового сопротивления вдоль обмотки, рассмотрим пример. Распределение потерь таково, что на лобовых поверхностях $V_S = 0,25V$, а на аксиальных поверхностях $V_A = 0,75V$, где V — общие потери обмотки. Считаем, что $R_S = R_A = 0,5$ град/вт, т. е. теплоотдача на аксиальных поверхностях втрое меньше, чем на лобовых. При $R_L = 0$ средняя температура обмотки $\vartheta = 0,25V$ [°C]. При вероятной величине $R_L = 2$ град/вт температура $\vartheta_W = 0,292V$ [°C], т. е. на 17% больше. При $R_L = \infty$ средняя температура обмотки $\vartheta_W = 0,312V$ [°C], т. е. на 25% больше, чем при $R_L = 0$. Ввиду того, что величина $R_L = 2$ град/вт ближе всего подходит к условиям примера, можно считать, что роль этого сопротивления показана достаточно наглядно.

д) Тепловые схемы замещения для машин различных типов

Полная тепловая схема замещения машины показана на рис. 363. Верхняя часть схемы соответствует статору, а нижняя — ротору. Обе части связаны между собой тепловым сопротивлением воздушного зазора R_δ . Наличие этой связи чрезвычайно усложняет расчет: получаются 14 неизвестных, которые должны определяться по 14 уравнениям. Поэтому массовые расчеты электрических машин целесообразно производить на вычислительных машинах.

Чтобы расчет мог быть произведен обычными средствами, на пример с помощью логарифмической линейки, рекомендуется выполнять его в два приема. Сперва пренебрегают тепловой проводимостью воздушного зазора ($R_\delta = \infty$) и отдельно рассчитывают превышения температуры статора и ротора. Если оказывается, что между ними имеется большая разность температур, то определяют уравнивающий тепловой поток $V_{Aus} = (\vartheta_{E1} - \vartheta_{E2})/R_\delta$ и уменьшают или соответственно увеличивают потери в стали V_{E1} и V_{E2} на эту величину. Затем повторяют расчет и получают новые температуры, причем разность между температурами стали статора и ротора оказывается значительно меньшей, чем при первом расчете. Раздельный расчет температур для статора и ротора производится по довольно простым формулам, которые приведены выше.

На рис. 364 показана тепловая схема замещения якоря с коллектором. Новыми элементами здесь являются тепловое сопротивление соединений между обмоткой и коллектором R_{SK} , потери коллектора V_K и тепловое сопротивление между коллектором и охлаждающим воздухом. Тепловое сопротивление R_{SK} рассчитывается по уравнению



$$R_{SK} \approx \frac{1}{Nu\lambda_w} \left[\frac{l_s}{6q_s} + \frac{l_{verb}}{q_{verb}} \right], \quad (1350)$$

где u — число катушек, расположенных рядом друг с другом в одном пазу; l_{verb} — длина соединений; q_{verb} — сечение катушки. Влияние этого сопротивления заметно только в больших машинах, у которых $q_{verb} = q_s$. Температуры лобовых частей по обеим сторонам якоря различны, что отражено на рис. 364 обозначениями ϑ'_s и ϑ''_s . Тепловая схема замещения содержит 13 неизвестных и требует больших затрат труда на определение превышения температуры.

Рис. 363. Полная тепловая схема замещения машины переменного тока.

Температура лобовых частей по обеим сторонам якоря различны, что отражено на рис. 364 обозначениями ϑ'_s и ϑ''_s . Тепловая схема замещения содержит 13 неизвестных и требует больших затрат труда на определение превышения температуры.

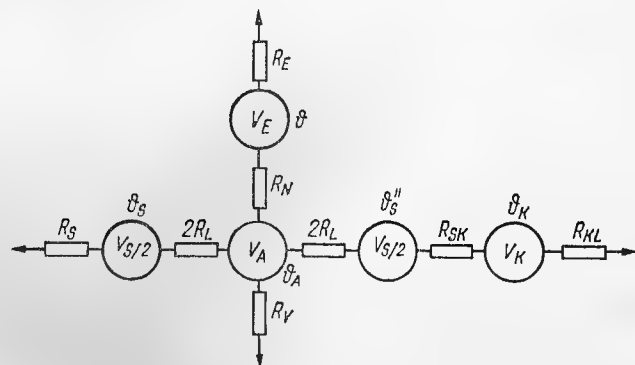


Рис. 364. Тепловая схема замещения ротора с коллектором.

Тепловая схема замещения закрытой машины с наружным охлаждением показана на рис. 365, а, б. Если для всей поверхности наружного кожуха принимается одинаковая температура ϑ_M , то тепловая схема замещения может быть значительно упрощена.

В действительности эта температура несколько варьирует, однако не настолько сильно, что ее колебания надо учитывать.

Превышение температуры кожуха относительно охлаждающего воздуха ϑ_{La} определяется по сумме всех потерь и по тепловому сопротивлению кожуха относительно охлаждающего воздуха R_{Ma} :

$$\vartheta_M = R_{Ma}(V_S + V_A + V_E + V_L), \quad (1351)$$

где V_L — сумма внутренних потерь от трения воздуха и потерь ротора.

Рассмотрим превышение температуры над средней температурой охлаждающего воздуха ϑ_{La} . Последняя выше температуры

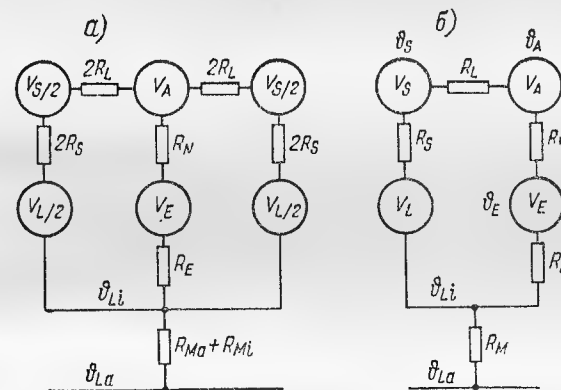


Рис. 365. Тепловая схема замещения закрытой машины с наружным охлаждением (а); преобразованная тепловая схема замещения (б).

входящего воздуха и может определяться по общим потерям машины V и количеству воздуха K [см. (1320)]:

$$\vartheta_{La} \approx \frac{V}{2scK}. \quad (1352)$$

Надо учитывать, что у машин с открытыми ребрами значительная часть подаваемого вентилятором воздуха вдоль корпуса не проходит, а следовательно, не участвует в отведении тепла. Остается определить превышение температуры обмотки ϑ'_w относительно кожуха. Для этой цели сперва необходимо рассчитать превышение температуры уложенной в сталь части обмотки (ϑ'_A) и лобовых частей (ϑ'_s). Мы помечаем превышения температуры относительно кожуха значком «прим» ('), чтобы отличать их от окончательных превышений температур по сравнению с входящим

воздухом. Упомянутые превышения температуры по верхней части схемы составляют:

$$\vartheta'_A = \frac{[V_A(R_N + R_j) + V_E R_j] (1 + R_S/R_L + R_{Mi}/R_L) + [V_S(R_S + R_{Mi}) + V_L R_{Mi}] (R_N/R_L + R_j/R_L)}{(1 + R_j/R_L + R_N/R_L) (1 + R_S/R_L + R_{Mi}/R_L) - (R_N/R_L + R_j/R_L) (R_S/R_L + R_{Mi}/R_L)}; \quad (1353a)$$

$$\vartheta'_S = \frac{V_S(R_S + R_{Mi}) + V_L R_{Mi} + \vartheta'_A (R_S/R_L + R_{Mi}/R_L)}{1 + R_S/R_L + R_{Mi}/R_L}; \quad (1353b)$$

$$\vartheta'_W = \frac{\vartheta'_A V_A + \vartheta'_S V_S}{V_A + V_S}. \quad (1354)$$

Окончательное превышение температуры обмотки

$$\vartheta_W = \vartheta'_W + \vartheta_M + \vartheta_{La}. \quad (1355)$$

Значение тепловых сопротивлений R_S , R_N и R_L уже пояснялось. Тепловое сопротивление R_{Ma} определяется теплоотдачей наружной поверхности кожуха. Обычно большая часть этой поверхности снабжается ребрами. Однако коэффициенты теплоотдачи в различных точках неодинаковы, так как скорость воздуха распределяется вдоль поверхности неравномерно. Лобовая поверхность на стороне, противоположной вентилятору, охлаждается, как правило, хуже, чем лобовая поверхность на стороне вентилятора. Строго говоря, вначале следует определить величины теплопроводности отдельных частей поверхности, а затем определить результирующую теплопроводность. Тепловое сопротивление R_{Ma} определяется в виде обратной величины результирующей теплопроводности [см. (1332)].

Таким же образом рассчитывается сопротивление R_{Mi} , которое определяется теплопередачей от внутреннего воздуха на внутреннюю поверхность кожуха. Эта поверхность образуется пространствами, в которых расположены лобовые части. Здесь также коэффициент теплоотдачи поверхности, расположенной на стороне вентилятора, больше, чем для противоположной стороны. Поэтому расчет производится по средней величине для обеих сторон. Температура внутреннего воздуха в различных местах также неодинакова. Для нашего расчета принимаем среднюю величину этой температуры.

Тепловое сопротивление R_j обуславливается теплопередачей в ярме статора [см. (1331)] и теплоотдачей между пакетом активной стали и кожухом (корпусом):

$$R_j = \frac{1}{O_{Ma}} \left[\frac{h_j}{\lambda_{Fe}} + \frac{1}{\alpha_{j\delta}} \right], \quad (1356)$$

где O_{Ma} — наружная поверхность пакета активной стали.

В закрытых машинах без ребер, но со встроенными охлаждающими трубками, пакет активной стали непосредственно к корпусу не прилегает, и его наружная поверхность также омывается внутренним охлаждающим воздухом. Для этих машин можем принять постоянную температуру внутреннего воздуха, вследствие чего получается тепловая схема замещения, изображенная на рис. 366, а, б. Относительно допустимости такого предположения мы уже говорили при сравнении аксиальной системы охлаждения с радиальной системой. По тепловой схеме замещения получаются

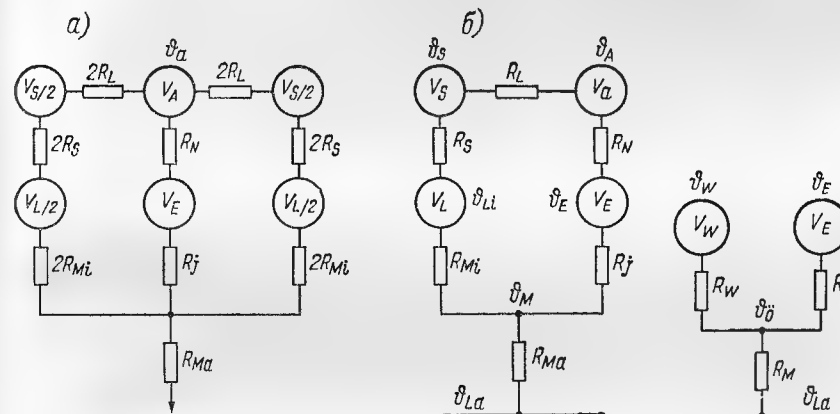


Рис. 366. Тепловая схема замещения закрытой машины с встроенными охлаждающими трубками (а); преобразованная тепловая схема замещения (б).

Рис. 367. Тепловая схема замещения трансформатора.

следующие составляющие превышения температуры обмотки относительно внутреннего воздуха:

$$\vartheta'_A = \frac{[V_A(R_N + R_E) + V_E R_E] (1 + R_S/R_L) + V_S(R_N + R_E) R_S/R_L}{(1 + R_E/R_L + R_N/R_L) (1 + R_S/R_L) - (R_N/R_L + R_E/R_L) R_S/R_L}; \quad (1357a)$$

$$\vartheta'_S = \frac{V_S R_S + \vartheta'_A R_S/R_L}{1 + R_S/R_L}. \quad (1357b)$$

Превышение температуры ϑ'_W рассчитывается опять-таки по (1354). Превышение температуры внутреннего воздуха $R_M = R_{Ma} + R_{Mi}$ равно

$$\vartheta_{Li} = R_M (V_S + V_A + V_E + V_L), \quad (1358)$$

а окончательное превышение температуры обмотки

$$\vartheta_W = \vartheta'_W + \vartheta_{Li} + \vartheta_{La}. \quad (1359)$$

Тепловую схему замещения трансформаторов получают из тепловой схемы замещения электродвигателя по рис. 366, б. Если

пренебречь в большинстве случаев незначительной теплопередачей между стальным сердечником и обмоткой, то получается тепловая схема замещения, показанная на рис. 367. Составляющие превышения температуры обмотки, т. е. превышения температуры относительно масла,

$$\vartheta'_w = R_w V_w, \quad (1360)$$

а среднее превышение температуры масла относительно средней температуры воздуха

$$\vartheta_\delta = R_M (V_M + V_E). \quad (1361)$$

Общая средняя температура обмотки составляет:

$$\vartheta_w = \vartheta'_w + \vartheta_\delta + \vartheta_L. \quad (1362)$$

Расчет тепловых сопротивлений производится по изложенному выше принципу, причем наряду с площадью поверхности необходимо знать также и коэффициент теплоотдачи.

е) Пример расчета

В качестве примера произведем расчет нагрева обмотки закрытого электродвигателя с короткозамкнутым ротором и наружным охлаждением, конструктивное исполнение которого показано на рис. 20, д. Для этого электродвигателя справедлива тепловая схема замещения по рис. 366. Рассчитаем вначале тепловые сопротивления.

Тепловые сопротивления R_{Ma} и R_{Mi} . Поверхность всех трубок составляет $19,7 \text{ м}^2$, кроме того, сюда добавляется эффективно охлаждаемая лобовая поверхность ($0,9 \text{ м}^2$) и менее эффективно охлаждаемая поверхность (5 м^2), от которой, однако, в расчет вводится только $1/5$ часть (но зато с тем же коэффициентом теплоотдачи, что и для других поверхностей). Таким образом, вся поверхность составляет $O_{Ma} = 21,6 \text{ м}^2$. Скорость воздуха $v = 15 \text{ м/сек}$, диаметр трубок $0,028 \text{ м}$. Исходя из этого по (1261) коэффициент теплоотдачи $\alpha_{Ma} = 3,6 \sqrt[5]{15^4/0,028} = 58,5 \text{ вт/град} \cdot \text{м}^2$. Эта величина по сравнению с данными, приводимыми другими авторами, кажется сравнительно небольшой, что, вероятно, объясняется тем, что при выводе (1261) в расчет принималась умеренная турбулентность. Мы, однако, примем $\alpha_{Ma} = 60 \text{ вт/град} \cdot \text{м}^2$, так как коэффициент турбулентности известен еще недостаточно хорошо. Кроме того, примем этот же коэффициент теплоотдачи и для внутренних поверхностей, для которых скорость воздуха несколько ниже 15 м/сек . Внутренняя эффективная поверхность немного больше наружной, однако примем $O_{Ma} = O_{Mi}$; отсюда

$$R_{Ma} = R_{Mi} = 1/21,6 \cdot 60 = 0,77 \cdot 10^{-3} \text{ град/вт}.$$

Потери в лобовых частях составляют $V_S = 2000 \text{ вт}$; в остальных частях обмотки статора $V_A = 1200 \text{ вт}$; потери в стали статора

$V_E = 5000 \text{ вт}$; внутренние вентиляционные потери и потери в роторе $V_L = 3300 + 4500 = 7800 \text{ вт}$. Таким образом,

$$V_S + V_A + V_E + V_L = 16000 \text{ вт}.$$

Превышение температуры внутреннего воздуха относительно наружного воздуха (средние значения)

$$\vartheta_{Li} = 2 \cdot 0,77 \cdot 10^{-3} \cdot 16000 = 24,7^\circ \text{C}.$$

Тепловое сопротивление R_N . Периметр изоляционной гильзы равен $u_N = 0,111 \text{ м}$, длина ее $0,45 \text{ м}$, число пазов 72. Отсюда общая поверхность $O_M = 0,111 \cdot 72 \cdot 0,45 = 3,6 \text{ м}^2$. Толщина изоляции $\delta_N = 0,0015 \text{ м}$, коэффициент теплопроводности $\lambda_N = 15 \text{ вт/град} \cdot \text{м}$, коэффициент теплоотдачи $\alpha_i = 100 \text{ вт/град} \cdot \text{м}^2$. Отсюда по (1328) получаем:

$$R_N = \frac{1}{3,6} \left(\frac{0,0015}{0,15} + 0,01 \right) = 5,65 \cdot 10^{-3} \text{ град/вт}.$$

Тепловое сопротивление R_L . Общее сечение меди в одном пазу равно $q_S = 2,24 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$, длина $l_A + l_S = 1,2 \text{ м}$. Сопротивление определяем по (1336а):

$$R_L = \frac{1,2}{12 \cdot 72 \cdot 2,24 \cdot 10^{-4} \cdot 380} = 16,4 \cdot 10^{-3} \text{ град/вт}.$$

Тепловое сопротивление R_E . Боковая поверхность пакета активной стали равна приблизительно $0,2 \text{ м}^2$, общая боковая поверхность всех шести пакетов $O_{SF} = 12 \cdot 0,2 = 2,4 \text{ м}^2$. При длине пакета $l' = 0,075 \text{ м}$ и ширине вентиляционных каналов $l_V = 0,01 \text{ м}$ гидравлический диаметр $d = 2 \cdot 0,01 = 0,02 \text{ м}$. Скорость воздуха в вентиляционных каналах принимаем равной 10 м/сек и получаем при этом коэффициент теплоотдачи $\alpha_{SF} = 3,6 \sqrt[5]{10^4/0,02} = 47 \text{ вт/град} \cdot \text{м}^2$. Для лакированной листовой стали $\lambda_g = 4 \text{ вт/град} \cdot \text{м}$. Отсюда по (1333) получаем:

$$R_{SF} = \frac{1}{2,4} \left(\frac{0,075}{6 \cdot 4} + \frac{1}{47} \right) = 10,2 \cdot 10^{-3} \text{ град/вт}.$$

Наружная поверхность пакета активной стали $O_{Ma} = 1,06 \text{ м}^2$, ее коэффициент теплоотдачи $\alpha_{Ma} \approx 60 \text{ вт/град} \cdot \text{м}^2$. Отсюда находим:

$$R_{Ma} = \frac{1}{1,06 \cdot 60} = 15,7 \cdot 10^{-3} \text{ град/вт}.$$

Тепловое сопротивление определяем по (1334):

$$R_E = \frac{10,2 \cdot 15,7 \cdot 10^{-3}}{10,2 + 15,7} = 6,1 \cdot 10^{-3} \text{ град/вт}.$$

Тепловое сопротивление R_S . Периметр одной стороны катушки равен $0,06 \text{ м}$, длина лобовых соединений

(включая части обмотки в вентиляционных каналах) равна 0,75 м; толщина изоляции $\delta_s = 0,001$ м; $\lambda_s = 1,5$ вт/град·м; коэффициент теплоотдачи при скорости воздуха 10 м/сек по (1255) равен $\alpha_s = 55$ вт/град·м². Отсюда получаем площадь поверхности $O_s = 2 \cdot 2,72 \cdot 0,06 \cdot 0,75 = 13$ м². Тепловое сопротивление вычисляем по (1325):

$$R_s = \frac{1}{13} \left(\frac{0,01}{1,5} + \frac{1}{55} \right) = 1,44 \cdot 10^{-3} \text{ град/вт.}$$

Составляющие превышения температуры обмотки по (1357а), (1357б) и (1354) равны:

$$\vartheta'_A = 28,0; \quad \vartheta'_S = 4,9; \quad \vartheta'_W = 13,5^\circ \text{С.}$$

Среднее превышение температуры наружного охлаждающего воздуха по (1352) при количестве его $K = 1,72$ м³/сек и потерях $V \approx 19\,000$ вт равно

$$\vartheta_{La} = \frac{19\,000}{2 \cdot 1,01 \cdot 1,2 \cdot 1,72} = 4,5^\circ \text{С.}$$

Отсюда получаем среднее превышение температуры всей обмотки:

$$\vartheta_W = 24,7 + 13,5 + 4,5 = 42,7^\circ \text{С.}$$

Как показали измерения, превышение температуры составило 38,7° С. Разница объясняется, вероятно, тем, что в расчете принимались слишком малые коэффициенты теплоотдачи.

5. НАГРЕВ И ДОЛГОВЕЧНОСТЬ ОБМОТКИ

Долговечность электрической машины определяется, за исключением некоторых особых случаев, главным образом прочностью изоляционных материалов и их долговечностью. Износ подшипников, как правило, невелик и, кроме того, они могут легко заменяться. Быстро изнашивающиеся щетки коллекторных машин могут быть легко заменены новыми. Износ коллектора и контактных колец вызывает более высокие дополнительные затраты, однако эти детали обычно изготавливаются с достаточно большим запасом материала, благодаря чему их можно обтачивать. Износ данных деталей не ограничивает срока службы машины. Напротив, повреждение обмотки сразу же выводит машину из строя и влечет за собой обширные ремонтные работы, так что в этом случае можно говорить об ограничении срока службы машины. Возникновение неисправностей обмотки, за исключением внезапных аварий, чаще всего связано с общим ее износом, который представляет собой функцию времени и температуры.

Новейшие исследования показывают, что для изоляционных материалов не существует какой-либо предельной температуры, ниже которой они оставались бы неограниченное время в неизменном состоянии, а выше которой быстро бы разрушались.

Зависимость долговечности от температуры для изоляции класса А по Монтзингеру (Montsinger) [276] составляет:

$$t = 7,15 \cdot 10^4 e^{-0,088 \vartheta} \text{ [лет]}. \quad (1363)$$

На рис. 368 она показана графически в логарифмическом масштабе. Такая величина долговечности была в основном подтверждена и теоретическими, и экспериментальными исследованиями Бюсинга (Büssing) [277].

Для обычных машин (с изоляцией класса А) максимально допустимая температура обмотки составляет $40 + 60 = 100^\circ \text{С}$. Следует, однако, заметить, что установленное нормами превышение температуры является средним превышением температуры обмотки, и поэтому можно с уверенностью считать, что в отдельных местах она будет превышена на 5° (а при определенных обстоятельствах еще больше). Таким образом, наибольшая температура обмотки будет равна 105°С . Поэтому для данной температуры получаем при длительном режиме работы срок службы, равный приблизительно семи годам. Однако температура окружающей среды в действительности никогда не бывает постоянно равной 40°С и в зависимости от времени года может быть значительно ниже. Кроме того, электродвигатели в большинстве случаев в непрерывном режиме не работают. Срок службы обычных машин повышается в результате этого намного больше десяти лет. На практике очень часто наблюдалась долговечность в двадцать лет и более. Поэтому с точки зрения срока службы уменьшение превышения температуры для обычных электродвигателей излишне.

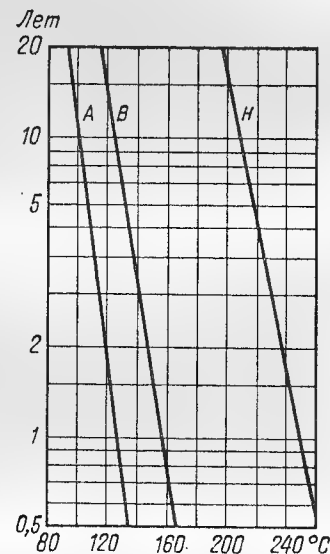


Рис. 368. Долговечность (срок службы) изоляций различных классов.

6. КРИВЫЕ НАГРЕВА И ОХЛАЖДЕНИЯ

а) Нагрев однородного тела

Наиболее простым является процесс нагрева и охлаждения однородного тела. Обозначим через V количество тепла, возникающее за единицу времени, через C — тепло, поглощаемое телом за ту же единицу времени, через V_{ab} — отданное из расчета на 1°С тепло (охлаждение за счет конвекции и радиации). Тогда, учитывая, что $V = V_{ab} + C$ и, кроме того, при установившейся температуре $V = V_{ab}$, можем записать: $\theta = V/V_{ab}$, где θ — конечная температура.

тура в относительных единицах. Если обозначить через $T = \theta C/V_{ab}$ постоянную времени нагрева, то нагрев или соответственно охлаждение тела будет происходить согласно уравнению

$$\vartheta = \theta \left[1 - \left(1 - \frac{\vartheta_a}{\theta} \right) e^{-t/T} \right]. \quad (1364)$$

Это уравнение является общим уравнением процесса нагрева и охлаждения. Если $\vartheta_a < \theta$, то происходит нагрев, а если $\vartheta_a > \theta$, то происходит охлаждение.

Упомянем еще два важных особых случая: простой нагрев с начальной температурой $\vartheta_a = 0$ (рис. 369, а):

$$\vartheta = \theta (1 - e^{-t/T}). \quad (1365a)$$

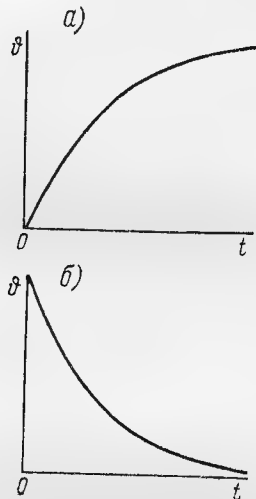


Рис. 369. Кривые нагрева (а) и охлаждения (б).

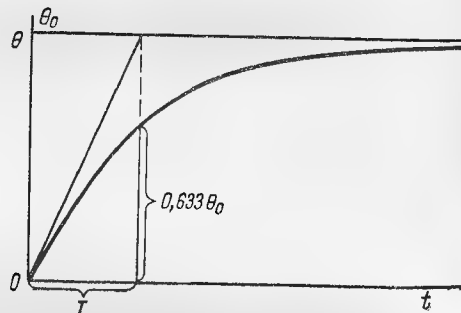


Рис. 370. Определение постоянной времени по кривой нагрева.

и простое охлаждение с $\theta = 0$ (рис. 369, б):

$$\vartheta = \vartheta_a e^{-t/T}. \quad (1365б)$$

В обоих случаях как нагрев, так и охлаждение происходят в соответствии с простыми показательными кривыми, причем одна из них является зеркальным отображением другой. Однако следует обратить внимание на то, что обе кривые будут зеркально симметричны только в том случае, если охлаждение происходит при тех же условиях, что и нагрев. Если же, напротив, как часто бывает в действительности, охлаждение происходит после остановки электродвигателя, то обе кривые в численном выражении уже не будут зеркально симметричны.

Характер кривой зависит только от конечной температуры θ и от постоянной времени T . Так как наибольшее превышение температуры в большинстве случаев можно считать известным (оно не должно превышать величину, установленную нормами), то единственной неизвестной, которую необходимо определить в ходе расчета, остается величина T .

Рассчитать постоянную времени T заранее очень трудно. Проще всего ее можно определить опытным путем. Если в распоряжении имеется кривая нагрева или охлаждения, построенная по данным измерений, то ее можно определить по этой кривой. Касательная к кривой нагрева или охлаждения, проведенная в начальной точке $t = 0$, имеет выражение

$$\frac{d\vartheta}{dt} = \frac{\theta}{T} \text{ или } \frac{\vartheta_a}{T}. \quad (1366)$$

Вследствие этого она отсекает на прямой θ или на оси абсцисс величину T (рис. 370). Постоянную времени можно определить и без этой касательной. По прошествии времени $t = T$ нагрев равен $\vartheta/\theta = (e - 1)/e = 0,633$ -кратной величине конечного значения, а при охлаждении $\vartheta/\vartheta_a = 1/e = 0,367$ -кратной величине начальной температуры. Таким образом, постоянная времени будет тем временем, за которое температура при нагреве достигнет 0,633-кратной величины начальной температуры, а при охлаждении — 0,367-кратной величины начальной температуры.

б) Нагрев системы из трех тел

Рассмотрим систему из трех тел, так как она с достаточной точностью моделирует нагрев большинства электрических машин. Предположим, что имеются два тела 1 и 2, каждое из которых имеет один источник тепла, а также тело 3 без источника тепла (рис. 371). Каждое тело обладает теплоемкостью C и связано с двумя другими телами теплопроводностью Λ . Не имеющее источника тепла тело 3 связано, кроме того, с окружающей средой, теплоемкостью которой $C_0 = \infty$, а температура $\vartheta_0 = 0$ неизменна.

Если в момент времени $t = 0$ принять температуры трех тел равными нулю, то для момента t получим следующие уравнения нагрева [279, 252]:

$$\left. \begin{aligned} \text{тело 1} \quad \vartheta_1 &= \vartheta_1' (1 - e^{-t/T'}) + \\ &+ \vartheta_1'' (1 - e^{-t/T''}) + \vartheta_1''' (1 - e^{-t/T'''}); \\ \text{тело 2} \quad \vartheta_2 &= \vartheta_2' (1 - e^{-t/T'}) + \\ &+ \vartheta_2'' (1 - e^{-t/T''}) + \vartheta_2''' (1 - e^{-t/T'''}); \\ \text{тело 3} \quad \vartheta_3 &= \vartheta_3' (1 - e^{-t/T'}) + \\ &+ \vartheta_3'' (1 - e^{-t/T''}) + \vartheta_3''' (1 - e^{-t/T'''}) \end{aligned} \right\} \quad (1367a-в)$$

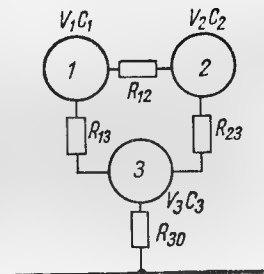


Рис. 371. Тепловая схема замещения системы трех тел.

Определение составляющих превышений температур θ'_1 , θ''_1 и т. д., а также постоянных времени T' , T'' и T''' производится по уравнениям, которые будут приведены ниже. Однако вначале введем ряд сокращений:

$$\left. \begin{aligned} R_1 &= \frac{R_{12}R_{13}}{R_{12} + R_{13}}; & R_2 &= \frac{R_{21}R_{23}}{R_{21} + R_{23}}; \\ R_3 &= \frac{R_{30}R_{31}R_{32}}{R_{30}R_{31} + R_{30}R_{32} + R_{31}R_{32}} \end{aligned} \right\} \quad (1368a-b)$$

и учтем, что $R_{21} = R_{12}$, а $R_{23} = R_{32}$. Эти сопротивления вместе с теплоемкостями тел дают следующие вспомогательные величины:

$$\left. \begin{aligned} a_0 &= C_1 C_2 C_3; \\ a_1 &= \frac{C_2 C_3}{R_1} + \frac{C_1 C_2}{R_2} + \frac{C_1 C_3}{R_3}; \\ a_2 &= \left(\frac{R_{12}^2 - R_1 R_2}{R_1 R_2 R_{12}^2} \right)^2 C_3 + \left(\frac{R_{13}^2 - R_1 R_3}{R_1 R_3 R_{13}^2} \right)^2 C_2 + \\ &\quad + \left(\frac{R_{23}^2 - R_2 R_3}{R_2 R_3 R_{23}^2} \right) C_1; \\ a_3 &= 1/R_1 R_2 R_3 - 1/R_1 R_{23}^2 - 1/R_2 R_{13}^2 - \\ &\quad - 1/R_3 R_{12}^2 - 2/R_{12} R_{13} R_{23}. \end{aligned} \right\} \quad (1369a-g)$$

С помощью вспомогательных величин можно вывести основное уравнение третьей степени:

$$a_3 T^3 - a_2 T^2 + a_1 T - a_0 = 0, \quad (1370)$$

три решения которого дают искомые постоянные времени T' , T'' , T''' . Установившиеся превышения температуры тел θ'_1 , θ'_2 и θ'_3 можно рассчитать по тепловой схеме замещения (см. § 4,е). При этом получим следующие девять уравнений для определения девяти составляющих превышений температур:

$$\left. \begin{aligned} \theta_1 &= \theta'_1 + \theta''_1 + \theta'''_1; \\ \theta_2 &= \theta'_2 + \theta''_2 + \theta'''_2; \\ \theta_3 &= \theta'_3 + \theta''_3 + \theta'''_3; \\ (C_1/T' - 1/R_1) \theta'_1 + \theta'_2/R_{12} + \theta'_3/R_{13} &= 0; \\ \theta''_1/R_{12} + (C_2/T'' - 1/R_2) \theta''_2 + \theta''_3/R_{23} &= 0; \\ \theta'''_1/R_{13} + \theta'''_2/R_{23} + (C_3/T''' - 1/R_3) \theta'''_3 &= 0; \\ (C_1/T'' - 1/R_1) \theta''_1 + \theta''_2/R_{12} + \theta''_3/R_{13} &= 0; \\ \theta'''_1/R_{12} + (C_2/T''' - 1/R_2) \theta'''_2 + \theta'''_3/R_{23} &= 0; \\ \theta'_1/R_{13} + \theta'_2/R_{23} + (C_3/T' - 1/R_3) \theta'_3 &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (1371a-и)$$

Как видно, численное решение всех этих уравнений требует довольно больших затрат труда.

Тепловая схема замещения по рис. 371 соответствует в известной мере закрытой машине с наружным охлаждением. Тело 2 представляет обе обмотки машины, тело 1 — пакет активной стали и тело 3 — кожух. Ввиду объединения обеих обмоток в одно тело, для тепловых сопротивлений R_{12} и R_{13} необходимо ввести особо рассчитанные фиктивные величины. Однако из-за громоздкости расчета нагрев закрытых машин вычисляется не по тепловой схеме замещения, изображенной на рис. 371, а с помощью системы двух тел.

Тепловая схема замещения по рис. 371 моделирует нагрев трансформатора, если принять теплопроводность $R_{12} = \infty$. Тело 3 представляет в этом случае масляную ванну.

На конкретном примере покажем численные значения отдельных величин. Пусть масляный трансформатор имеет следующие характеристики [252]:

$$\begin{aligned} \theta_1 &= 62,5^\circ \text{C}; & V_1 &= 5000 \text{ вт}; & C_1 &= 7,2 \cdot 10^5 \text{ вт} \cdot \text{сек/град}; \\ \theta_2 &= 57,5^\circ \text{C}; & V_2 &= 10\,000 \text{ вт}; & C_2 &= 1,8 \cdot 10^5 \text{ вт} \cdot \text{сек/град}; \\ \theta_3 &= 37,5^\circ \text{C}; & & & C_3 &= 42 \cdot 10^5 \text{ вт} \cdot \text{сек/град}. \end{aligned}$$

Отсюда по (1368) получаем сопротивления:

$$R_1 = R_{13} = \frac{62,5 - 37,5}{5000} = 5 \cdot 10^{-3} \text{ град/вт};$$

$$R_2 = R_{23} = \frac{57,5 - 37,5}{10\,000} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ град/вт};$$

$$R_{30} = 37,5/15\,000 = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ град/вт};$$

$$R_3 = \frac{5 \cdot 2 \cdot 2,5 \cdot 10^{-3}}{2,5 + 5 \cdot 2,5 + 2 \cdot 2,5} = 0,91 \cdot 10^{-3} \text{ град/вт},$$

а по (1369) — вспомогательные величины:

$$\begin{aligned} a_0 &= 0,545 \cdot 10^{18} (\text{вт} \cdot \text{сек/град})^3; & a_1 &= 18,1 \cdot 10^{14} (\text{вт/град})^3 \cdot \text{сек}^2; \\ a_2 &= 6,69 \cdot 10^{11} (\text{вт} \cdot \text{сек/град}) \cdot \text{сек}; & a_3 &= 4 \cdot 10^7 (\text{вт/град})^3. \end{aligned}$$

Постоянные времени получаем по основному уравнению (1370):

$$T' = 13\,440 \text{ сек} = 224 \text{ мин}; \quad T'' = 2940 \text{ сек} = 49 \text{ мин};$$

$$T''' = 360 \text{ сек} = 6 \text{ мин}.$$

Составляющие превышения температуры при этом равны:

$$\begin{aligned} \theta'_1 &= 54,8^\circ \text{C}; & \theta'_2 &= 41,0^\circ \text{C}; & \theta'_3 &= 40,2^\circ \text{C}; \\ \theta''_1 &= 7,6^\circ \text{C}; & \theta''_2 &= -2,0^\circ \text{C}; & \theta''_3 &= -1,7^\circ \text{C}; \\ \theta'''_1 &= 0,1^\circ \text{C}; & \theta'''_2 &= 18,5^\circ \text{C}; & \theta'''_3 &= -1,0^\circ \text{C}. \end{aligned}$$

Эти данные можно ввести в уравнения нагрева (1367) и рассчитать по ним температуры стали, обмотки и масла для произвольного момента времени T . Можно также определить разность между температурами обмотки и масла, а также стали и масла. Постоянная времени T'' значительно меньше остальных постоянных времени T' и T'' . Первые и вторые составляющие температуры в (1367а — в) приближаются к конечной величине медленно, а третьи составляющие температуры достигают конечных значений θ_1'' , θ_2'' и θ_3'' уже вскоре после начала нагревания. Если учесть, что

$$\theta_2' - \theta_3' \approx 0 \text{ и } \theta_2'' - \theta_3'' \approx 0,$$

то разность между температурами обмотки и масла остается в течение всего процесса нагрева постоянной:

$$\theta_2 - \theta_3 \approx \theta_2'' - \theta_3'' = 18,5 + 1,0 = 19,5^\circ \text{C}.$$

Если теплоемкость нагреваемого тела мала по сравнению с теплоемкостью охлаждающей среды, в нашем случае $C_2 \ll C_3$, то по приближенному расчету постоянная времени T'' будет составлять:

$$T'' \approx 0,18 \cdot 10^6 \cdot 2 \cdot 10^{-3} = 360 \text{ сек}.$$

Приближенные значения для других постоянных времени (при $C_3 \gg C_1$ или C_2) находим из (1370), если подставить в него $\dot{a}_0 = 0$. При этом получается уравнение второй степени:

$$T^2 - Ta_2/a_3 + a_1/a_3 = T^2 - 1,67 \cdot 10^4 T + 0,451 \cdot 10^8 = 0,$$

откуда обе постоянные времени будут равны:

$$T' = 13 \ 350 \text{ сек} = 221 \text{ мин}; \quad T'' = 3350 \text{ сек} = 57 \text{ мин}.$$

Постоянные времени системы T' , T'' , T''' не следует смешивать с собственными постоянными времени тел T_1 , T_2 и T_3 . Последние определяются как произведение теплоемкости на результирующее тепловое сопротивление. В нашем случае эти сопротивления составляют:

для тела 1

$$R_{K1} = R_{13} + R_{30} = 5 \cdot 10^{-3} + 2,5 \cdot 10^{-3} = 7,5 \cdot 10^{-3} \text{ град/вт};$$

для тела 2

$$R_{K2} = R_{23} + R_{30} = 2 \cdot 10^{-3} + 2,5 \cdot 10^{-3} = 4,5 \cdot 10^{-3} \text{ град/вт}.$$

Отсюда получаются следующие собственные постоянные времени тел:

$$T_1 = C_1 R_{K1} = 7,2 \cdot 10^5 \cdot 7,5 \cdot 10^{-3} = 5400 \text{ сек} = 90 \text{ мин};$$

$$T_2 = C_2 R_{K2} = 1,8 \cdot 10^5 \cdot 4,5 \cdot 10^{-3} = 810 \text{ сек} = 13,5 \text{ мин};$$

$$T_3 = C_3 R_{30} = 42 \cdot 10^5 \cdot 2,5 \cdot 10^{-3} = 10 \ 500 \text{ сек} = 175 \text{ мин}.$$

Между постоянными времени существует важная взаимосвязь, заключающаяся в том, что сумма постоянных времени системы равна сумме собственных постоянных времени тел (279):

$$T' + T'' + T''' = T_1 + T_2 + T_3. \quad (1372)$$

В нашем случае

$$\begin{aligned} \Sigma T &= 13 \ 440 + 2940 + 360 \approx 5400 + 810 + \\ &+ 1050 \approx 16 \ 720 \text{ сек} = 180 \text{ мин}. \end{aligned}$$

Эта взаимосвязь позволяет производить проверку расчета, ибо собственные постоянные времени, как правило, могут рассчитываться без особого труда.

в) Нагрев системы из двух тел

Процесс нагрева системы из трех тел, с которыми мы познакомились выше, довольно сложен; расчет его очень трудоемок. Однако большая часть электрических машин в отношении нагрева может моделироваться посредством системы из двух тел, что значительно упрощает расчет. Такую систему мы уже применяли при определении установившегося превышения температуры (см. рис. 360, з). На рис. 372 эта система изображена с некоторыми дополнительными величинами. Уравнения нагрева системы являются:

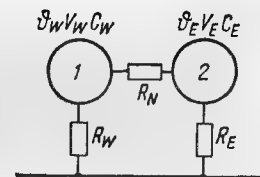


Рис. 372. Тепловая схема замещения системы двух тел.

$$\vartheta_W = \theta_W (1 - \varepsilon^{-t/T'}) + \theta_W'' (1 - \varepsilon^{-t/T''}); \quad (1373)$$

$$\vartheta_E = \theta_E' (1 - \varepsilon^{-t/T'}) + \theta_E'' (1 - \varepsilon^{-t/T''}). \quad (1374)$$

Установившиеся превышения температуры в длительном режиме составляют:

$$\theta_W = \theta_W' + \theta_W''; \quad \theta_E = \theta_E' + \theta_E''. \quad (1375а и б)$$

Постоянные времени T' и T'' определяются по основному уравнению (1370), которое в данном случае является уравнением второй степени и имеет коэффициенты:

$$\left. \begin{aligned} a_3 &= 0; \\ a_2 &= 1/R_W R_E + 1/R_W R_N + 1/R_E R_N; \\ a_1 &= C_E \left(\frac{R_W + R_N}{R_W R_N} \right) + C_W \left(\frac{R_E + R_N}{R_E R_N} \right); \\ a_0 &= C_W C_E. \end{aligned} \right\} \quad (1376а—г)$$

Эти коэффициенты получаются из (1369), если подставить в него $C_3 = \infty$. Решение основного уравнения дает:

$$T' \text{ или } T'' = \frac{C_E R_E (R_W + R_N) + C_W R_W (R_E + R_N)}{2(R_W R_E + R_N)} \pm \sqrt{\left[\frac{C_E R_E (R_W + R_N) + C_W R_W (R_E + R_N)}{2(R_W R_E + R_N)} \right]^2 - \frac{C_W C_E R_W R_E R_N}{R_W R_E + R_N}}. \quad (1377)$$

В большинстве случаев $C_E > C_W$, и правая часть выражения под знаком корня меньше его левой части. Если разложить подкоренное выражение в ряд и ограничиться первыми двумя членами, то

$$T'' \approx \frac{C_W C_E R_W R_E R_N}{C_E R_E (R_W + R_N) + C_W R_W (R_E + R_N)} \approx \frac{C_W R_W R_N}{R_W + R_N}; \quad (1378)$$

$$T' \approx \frac{C_E R_E (R_W + R_N) + C_W R_W (R_E + R_N)}{R_W R_E + R_N} \approx \frac{C_E}{1/R_E + 1/(R_W + R_N)}. \quad (1379)$$

При $R = \infty$ оба тела становятся в термическом отношении независимыми друг от друга, и постоянные времени будут:

$$T' = C_E R_E = T_E \text{ и } T'' = C_W R_W = T_W. \quad (1380 \text{ а и б})$$

В случае системы с величинами в относительных единицах $C_W = 1$, $C_E = 5$ и $R_W = R_E = R_N = 1$ получим по (1377) $T' = 0,48$ и $T'' = 3,52$, в то время, как по (1378) и (1379) получается $T' \approx 0,50$ и $T'' \approx 3,33$.

Определим собственные постоянные времени тел. Результирующие теплопроводности получаются по рис. 272 при параллельном включении обеих ветвей равными:

$$R_{W,R} = \frac{R_W (R_E + R_N)}{R_W + R_E + R_N} \text{ и } R_{E,R} = \frac{R_E (R_W + R_N)}{R_W + R_E + R_N}. \quad (1381 \text{ а и б})$$

В нашем примере $R_{W,R} = R_{E,R} = 2/3 = 0,667$. Собственные постоянные времени тел будут при этом равны:

$$T_W = C_W R_{W,R} = 1 \cdot 2/3 = 0,667;$$

$$T_E = C_E R_{E,R} = 5 \cdot 2/3 = 3,333.$$

Таким образом, получаем: $T_W + T_E = 0,667 + 3,333 = 4,0$; $T'' + T' = 0,48 + 3,52 = 4,0$, или с приближенными значениями: $T'' + T' = 0,50 + 3,33 = 3,83$. Последнее уравнение дает сумму, которая лишь незначительно отличается от суммы собственных постоянных времени.

Для определения составляющих превышений температур можно применить уравнения (1371), которые в данном случае упрощаются:

$$(C_W/T'' - 1/R_W - 1/R_N) \theta''_W + \theta''_E/R_N = 0; \quad (1382)$$

$$\theta''_W/R_N + (C_E/T' - 1/R_E - 1/R_N) \theta'_E = 0.$$

При этом составляющие превышения температуры будут составлять:

$$\theta''_W = \frac{0_W R_W R_E + R_W (C_E R_E R_N / T' - R_N - R_E) \theta_E}{R_W R_E - (C_W R_W R_N / T'' - R_W - R_N) (C_E R_E R_N / T' - R_E - R_N)}; \quad (1383 \text{ а})$$

$$\theta'_E = - \frac{(C_W R_W R_N / T'' - R_W - R_N) [0_W R_E + (C_E R_E R_N / T' - R_E - R_N) \theta_E]}{R_W R_E - (C_W R_W R_N / T'' - R_W - R_N) (C_E R_E R_N / T' - R_E - R_N)}. \quad (1383 \text{ б})$$

Составляющие превышения температуры могут определяться также и другим путем.

При $t = 0$ имеет место

$$d\theta_W/dt = V_W/C_W \text{ и } d\theta_E/dt = V_E/C_E, \quad (1384 \text{ а и б})$$

откуда

$$0''_W = \frac{V_W T' T'' / C_W - \theta_W T''}{T' - T''}; \quad (1385 \text{ а})$$

$$0''_E = \frac{V_E T' T'' / C_E - \theta_E T''}{T' - T''}. \quad (1385 \text{ б})$$

Далее в обоих случаях

$$\theta'_W = \theta_W - \theta''_W; \quad (1386 \text{ а})$$

$$\theta'_E = \theta_E - \theta''_E. \quad (1386 \text{ б})$$

Обе пары уравнений т. е. (1383 а и б) и (1385 а и б), дают одинаковые результаты.

Сперва по (1345) и (1346) можно рассчитать установившиеся превышения температуры θ_W и θ_E , для чего наряду с сопротивлениями R_W , R_E и R_N необходимы также потери V_W и V_E . Для нашего примера в относительных единицах с $V_W = V_E = 1,0$ получим: $\theta_W = \theta_E = 1,0$; отсюда $\theta''_W = 0,40$, $\theta'_W = 0,60$, $\theta''_E = -0,046$ и $\theta'_E = 1,046$. Уравнения нагрева обоих тел будут иметь следующий вид:

$$\theta_W = 0,40 (1 - e^{-t/0,48}) + 0,60 (1 - e^{-t/3,52}); \quad (1387 \text{ а})$$

$$\theta_E = -0,046 (1 - e^{-t/0,48}) + 1,046 (1 - e^{-t/3,52}). \quad (1387 \text{ б})$$

Кривые нагрева обмоток и стали по (1387 а и б), а также парциальные превышения температуры показаны на рис. 373, а и б. Величины в относительных единицах выбраны таким образом, чтобы характер кривых нагрева соответствовал наблюдающемуся на практике нагреву машин.

Как видно из примера, постоянные времени T'' и T' отличаются от собственных постоянных времени обмотки T_W и стали T_E лишь незначительно. Поэтому для приближенного расчета постоянных времени системы можно заменить собственными постоянными

времени тел. Иногда делают попытку рассматривать парциальные превышения температуры θ''_w и θ'_w как перегрев обмотки относительно стали и стали относительно воздуха; это, однако, неверно. Согласно нашим исследованиям и многочисленным практическим опытам,

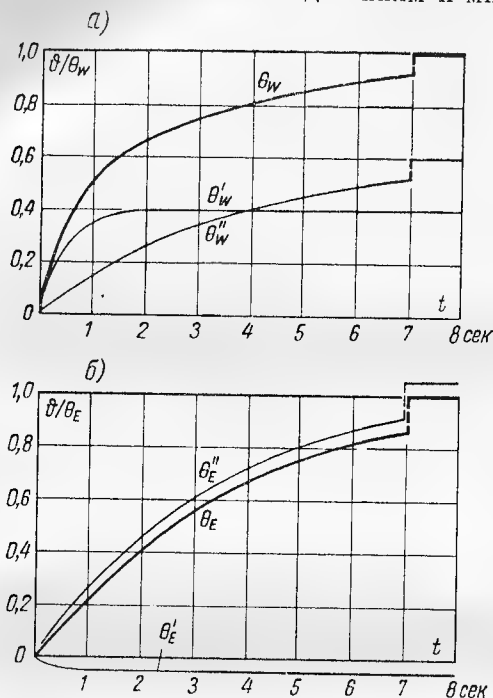


Рис. 373. Нагрев обмотки (а) и стали (б) в зависимости от времени.

кратным. При не очень больших и небольших требованиях в отношении точности для первого парциального превышения температуры можно принять $\theta''_{w,p} \approx r\theta_w$, а для второго $\theta'_{w,p} \approx \theta_w$.

В то время как расчетное определение постоянных времени и парциальных превышений температуры ввиду недостаточно точного значения коэффициентов теплопроводности связано с известными трудностями, их экспериментальное определение является очень простым. Для этой цели необходимо путем измерений построить кривую нагрева. Затем по кривой определяем $\theta - \theta_i$ и наносим эту величину на график в зависимости от времени в логарифмическом масштабе; получается кривая AB , показанная на рис. 374. Ввиду того, что показательная кривая в логарифмическом масштабе изображается прямой, можем кривую AB заменить в ее нижней части прямой CB . При этом прямая CB отсекает на оси ординат превышение температуры θ'' . Если затем в том же логариф-

$$\theta''_w > (\theta_w - \theta_E); \quad (1388a)$$

$$\theta'_w < \theta_E. \quad (1388б)$$

Если повысить потери в обмотке и стали в p раз, то превышения температуры θ_w , θ'_w и θ''_w также увеличиваются в p раз. Если же, напротив, повышать только потери в обмотке, а потери в стали оставить неизменным, то парциальные превышения температуры θ''_w возрастут также в p раз, в то время как парциальные превышения температуры θ'_w возрастут лишь незначительно. При $V_w = 2$ получим в нашем примере $\theta''_w = 1,67$, $\theta'_w = 0,85$ и $\theta_w = 0,82$. Повышение

является для θ''_w 2,12-кратным, а для θ'_w 1,37-кратным.

мическом масштабе нанести на график разность между кривой AB и прямой CB то получим вторую прямую FD , которая на оси ординат показывает превышение температуры θ' . Очевидно что $\theta = \theta' + \theta''$.

После того, как с помощью таких построений мы разложили кривую нагрева на две составляющие, можно определить постоянные времени T' и T'' . Проще всего их можно найти с помощью прямых CB и FD , а именно в виде того времени, за которое превышения температуры θ' и θ'' снизились до 0,367-кратной величины.

Измерения, проведенные на малых и средних открытых машинах, показали, что превышения температуры составляют $\theta'_w \approx (0,20 \div 0,35) \theta_w$ и $\theta''_w \approx (0,8 \div 0,65) \theta_w$. Постоянные времени равны $T'' \approx 6 \div 10$ мин и $T' \approx 20 \div 40$ мин. Ввиду малых значений постоянной времени T'' кривая нагрева электродвигателя (обмотки) уже приблизительно через 20—30 мин представляется практически показательной кривой. При этом для нее справедливо уравнение

$$\theta_w \approx \theta''_w + \theta'_w (1 - e^{-t/T'}). \quad (1389)$$

Таким образом, кривая нагрева для $t > 20$ мин становится просто показательной кривой, сдвинутой на постоянную величину θ''_w .

г) Тепловые испытания. Методы сокращения времени испытания

С помощью кривой нагрева можно приближенно оценить время, которое необходимо для испытания. По прошествии времени $t = 3T$ температура перегрева будет равна 0,95-кратной величине конечной температуры, а по прошествии $t = 4,6T$ она будет равна 0,99-кратной величине конечной температуры. Если желательно закончить испытание раньше, т. е. до достижения конечной температуры, то последнюю можно просто рассчитать. По дифференциальному уравнению нагрева получаем:

$$\dot{\theta} = \theta - T \frac{d\theta}{dt}. \quad (1390)$$

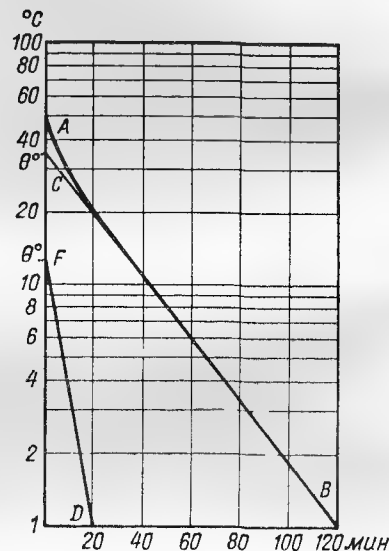


Рис. 374. Определение парциальных превышений температур и постоянных времени по кривой нагрева.

Таким образом, зависимость температуры от $d\theta/dt$ выражается прямой; эта прямая отсекает на оси ординат ($t = 0$) величину θ , на оси абсцисс — отношение θ/T . Она может быть построена по двум или более точкам, и ее продолжение будет указывать конечную температуру. На этом принципе основаны правила определения конечной температуры, изложенные в старых нормах оценки и испытания электрических машин (REM). Согласно этим правилам показания должны сниматься через одинаковые интервалы времени Δt (рис. 375), так что измеренные конечные нагревы будут непосредственной мерой для $\Delta\theta$. Затем нагревы $\Delta\theta$ наносят на график в зависимости от температуры θ и получают прямую, описываемую (1390). То обстоятельство, что значения $d\theta/dt$ не помножены на постоянные T , для определения θ никакой роли не играет, так как оно проявляется только в масштабе, т. е. в наклоне прямой. На точку пересечения с осью ординат, т. е. на θ , это влияния не оказывает.

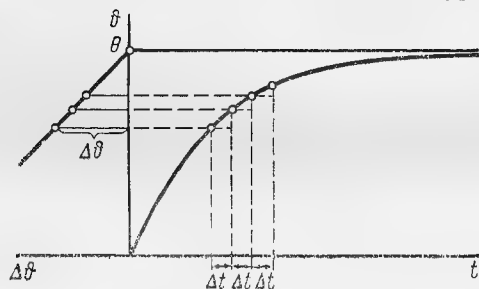


Рис. 375. Определение конечного нагрева по части кривой нагрева.

Кривая нагрева машины определяется двумя показательными кривыми. Ввиду малого значения одной из постоянных времени (T') кривая нагрева обмотки уже через 20—30 мин практически превращается в показательную кривую. По этой причине старое правило Объединения немецких электротехников (VDE) дает в большинстве случаев хорошие результаты, так как расчет производится как раз по последнему отрезку кривой. Постоянной времени этой кривой является величина T' .

Машины, предназначенные для кратковременных или повторно-кратковременных режимов работы, испытываются в соответствии с условиями их эксплуатации. Чтобы сократить продолжительность испытания машин с повторно-кратковременным режимом, предлагается так называемое эквивалентное укороченное испытание [281]. Его продолжительность с учетом сокращения

$$p_0 = \frac{e^{-b/T_b''} - e^{-a/T_a''}}{1 - e^{-a/T_a''}} \quad (1391)$$

составляет:

$$t = T_a' \ln \frac{1}{(1 - \gamma e) + (1 - 1/p_0) \theta_w''/\theta_w'} \quad (1392)$$

Если принять, что $e = 0,25$, $a = 2,5$ мин, $b = 0,75$ мин, $T_a'' = 3$ мин, $T_b'' = 20$ мин, $T_a' = 30$ мин, $T_b' = 90$ мин и $\theta_w''/\theta_w' = 1/3$, то $\gamma = 2$, $p_0 = 11,5$ мин.

Недостатком этого метода является то, что необходимо заранее знать значения целого ряда величин.

Вопрос об эквивалентном испытании имеет также значение и для определения нагрева при длительном режиме работы. В старых нормах REM, правда, указано, как можно сократить длительность испытания, однако этот метод требует построения кривой нагрева в зависимости от времени, что приводит к значительным затратам труда, которые при массовом проведении испытаний желательнее сократить. Точно так же, как и при повторно-кратковременном режиме работы, здесь целесообразно установить время эквивалентного испытания.

Для сокращения времени испытания практически имеется лишь одна возможность, а именно перегрузка электродвигателя. Спрашивается, каково же должно быть время эквивалентного испытания, чтобы достигался такой же нагрев обмотки, как и при длительном режиме работы. Двойная показательная кривая позволяет довольно просто определять это время. Определение является приближенным и производится исходя из условия, что одна показательная кривая выражает нагрев меди, а вторая — нагрев стали. В этом случае вследствие k -кратной перегрузки по току первый член θ_w'' возрастает в k^2 раз, в то время как второй член θ_w' из (1389) остается неизменным. Исходя из этого, время эквивалентного испытания составляет [281]:

$$t = T_a' \ln \frac{\theta_w'}{\theta_w'' (k^2 - 1)}.$$

Таким образом, для проведения этого испытания необходимо знать постоянные времени стали $T' = T_a'$ и отношение нагревов θ_w'/θ_w'' .

Другой очень часто применяющийся метод для сокращения времени испытания машин при длительном режиме работы заключается в том, что электродвигатель в течение короткого времени перегружают (по току), а затем еще некоторое относительно короткое время он работает с номинальной нагрузкой. Оптимальным считается тот нагрев, при котором температура существенно не меняется. При этом часто можно столкнуться с ошибкой, что видно из рис. 376, для которого нагрев рассчитывался по двойным показательным кривым при следующих условиях: $T_a'' = 8$ мин, $T_a' = 30$ мин, $\theta_w'' = 20^\circ \text{C}$. Сперва электродвигатель в течение 30 мин нагружался 130%-ным номинальным током ($k = 1,3$), причем температура обмотки возрастала приблизительно на 61°C . Затем электродвигатель работал с номинальной нагрузкой и температура меди падала. По прошествии 40—60 мин нагрев электродвигателя становился практически неизменным и равным примерно $53,5^\circ \text{C}$.

Однако было бы неверно делать вывод, что этот нагрев является действительным нагревом электродвигателя, так как затем температура снова начинала возрастать и по прошествии 120 мин достигала 59° С. Конечный нагрев составлял бы $\theta'_w + \theta''_w = 60^\circ \text{С}$.

Для определения нагрева электродвигатель должен в данном случае находиться под нагрузкой приблизительно 120 мин, что во много раз превышает величину постоянной времени T'_a . Если же с самого начала испытания давать электродвигателю номинальную нагрузку, то он будет нагреваться в соответствии с пунктирной кривой на рис. 376. По прошествии примерно 60 мин она начинает совпадать с рассмотренной выше кривой. Таким образом, первый

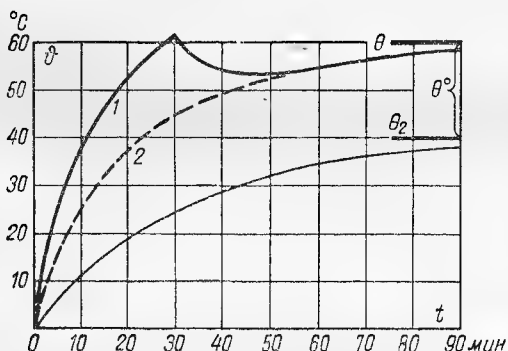


Рис. 376. Кривая нагрева при перегрузке в начале испытания (1) и при нормальной нагрузке (2).

метод никаких преимуществ не дает. Температура воздуха во время испытания на нагрев, как правило, непостоянна. Если испытание начинается ранним утром, то нередко оказывается, что к полудню температура воздуха возросла приблизительно на 10° С. Повышение температуры воздуха на 2—3° С в час наблюдается довольно часто. Спрашивается, какое влияние может оказать это изменение температуры воздуха (температуры окружающей среды) на результаты испытания на нагрев. Исследуем этот вопрос сперва на примере нагрева однородного тела (по одной показательной кривой), а затем рассмотрим его отклонение от нагрева действительной машины (по двум показательным кривым). Если обозначить через θ температуру тела и через β повышение температуры воздуха в час, то превышение температуры тела относительно воздуха будет составлять $\theta - \beta t$.

Уравнение конечного нагрева машины будет иметь следующий вид [281]:

$$\theta = \theta(1 - e^{-t/T}) + \beta t - \beta T(1 - e^{-t/T}). \quad (1394)$$

Если измерить температуру электродвигателя в конце испытания (время испытания t), то искомым конечным нагрев при длительном режиме и без изменения температуры окружающей среды будет составлять:

$$\theta = \frac{\theta - \beta t}{1 - e^{-t/T}} + \beta T. \quad (1395)$$

Рассмотрев это уравнение, видим, что, кроме множителя $1/(1 - e^{-t/T})$, который учитывает конечную продолжительность испытания, необходимо ввести еще две поправки. Во-первых, член

$$\frac{\beta t}{1 - e^{-t/T}} \approx \beta t \quad (1396)$$

учитывает повышение температуры окружающей среды во время испытания. Повышение температуры воздуха просто вычитается из измеренного нагрева. Эта поправка уже предусмотрена нормами VDE. Вторая поправка βT в нормах не упоминается. Ее величина зависит от относительного повышения температуры окружающей среды β и от постоянных времени T ; от продолжительности испытания она не зависит.

Если обратимся к нагреву машины с двумя показательными кривыми, то для T надо выбрать большую постоянную времени (T'), так как первая постоянная (T'') при всех продолжительностях испытаний ввиду ее малой величины не будет оказывать никакого влияния. Нагрев θ'_w будет увеличиваться при изменении окружающей температуры практически без замедления. Для электрической машины нагрев будет составлять:

$$\theta_w = \theta'_w + \theta''_w(1 - e^{-t/T'_a}) + \beta t - \beta T'_a(1 - e^{-t/T'_a}), \quad (1397)$$

откуда

$$\theta_w = \frac{\theta - \beta t + \beta T'_a(1 - e^{-t/T'_a})}{1 - \theta'_w e^{-t/T'_a} / \theta_w}. \quad (1398)$$

Чтобы получить представление о величине обеих поправок, рассмотрим пример. Машина с $T'_a = 30$ мин и $\theta'_w/\theta_w = 2/3$ находилась под нагрузкой в течение 2 ч, повышение температуры окружающей среды составляло 3° С в час, и в конце испытания температура обмотки достигла 60° С. Нагрев машины при длительном режиме работы и неизменной температуре окружающей среды

$$\theta_w = \frac{60 - 3 \cdot 2 + 3 \cdot 0,5(1 - e^{-4})}{1 - \frac{2}{3}e^{-4}} = 60,5 - 6,0 + 1,5 = 56^\circ \text{С}.$$

Вторая поправка равна 1,5° С и является, следовательно, несущественной. Однако в случае больших или закрытых машин эта поправка может иметь более значительную величину. Например, при $t = 4,5$ ч и $T'_a = 1,5$ ч

$$\theta_w = 62 - 14 + 4,4 = 52,4^\circ \text{С};$$

здесь поправка равна 4,4° С и является уже довольно заметной.

Для электродвигателей с кратковременным режимом работы поправка составляет по (1398):

$$\beta t - \beta T'_a (1 - e^{-t/T'_a}).$$

Обс поправки практически взаимно уничтожаются, так что в этом случае вообще не надо вносить поправку, учитывающую изменение окружающей температуры. Так, для упомянутого примера при 30-минутной работе получается:

$$\text{при } T'_a = 0,5 \text{ и } 1,5 - 0,95 = 0,55^\circ \text{C:}$$

$$\text{при } T'_a = 1,5 \text{ и } 1,5 - 1,3 = 0,20^\circ \text{C.}$$

Аналогичные условия складываются, если машина была перед испытанием на нагрев сильно переохлаждена (например, при низкой температуре ночью). Здесь также можно ожидать, что при испытании на нагрев измерения не покажут действительного нагрева, который имеет место при длительном режиме работы.

7. ОСОБЫЕ СЛУЧАИ НАГРЕВА

а) Нагрев уложенного в сталь стержня

Уложенный в сталь стержень отдает ей часть своего тепла. Поэтому температура стержня возрастает не линейно со временем и будет меньше, чем при адиабатном нагреве. Это обстоятельство играет важную роль при определении температуры короткозамкнутой обмотки в переходном процессе, например при пуске, если теплоотдача в сталь из-за отсутствия изоляции велика.



Рис. 377. Участок ротора (а); эквивалентная модель (б).

Для расчета нагрева рассмотрим один из стержней ротора вместе с относящейся к нему частью пакета активной стали. Для упрощения расчета предположим, что эта часть пакета стали представляет собой цилиндр со стержнем в качестве оси. Исследуемая конструкция показана на рис. 377, а. На рис. 377, б приведена ее часть, служащая для вывода дифференциального уравнения.

Дифференциальное уравнение теплопередачи для пакета активной стали имеет следующий вид:

$$\frac{\partial^2 \vartheta_E}{\partial x^2} = \frac{c_E s_E}{\lambda_{Fe}} \cdot \frac{\partial \vartheta_E}{\partial t}. \quad (1399)$$

На известном решении этого уравнения останавливаться не будем и приведем только его результаты [291]. Если обозначить через V_W потери в стержне на 1 м его длины (вт/м), через α_i — коэффициент теплоотдачи со стержня на сталь и через α_a — коэффициент теплоотдачи со стали в воздух, то температура стержня будет составлять:

$$\vartheta_W = \frac{\frac{V_W}{2\pi} \left[\frac{1}{r\alpha_i} + \left(\frac{1}{\lambda_{Fe}} \ln \frac{R}{r} + \frac{1}{R\alpha_a} \right) \left(1 - e^{-\frac{\lambda_{Fe}}{c_E s_E} \left(\frac{\pi}{R-r} \right)^2 t} \right) \right]}{1 + \frac{r^2 c_W s_W}{2t} \times \left[\frac{1}{r\alpha_i} + \left(\frac{1}{\lambda_{Fe}} \ln \frac{R}{r} + \frac{1}{R\alpha_a} \right) \left(1 - e^{-\frac{\lambda_{Fe}}{c_E s_E} \left(\frac{\pi}{R-r} \right)^2 t} \right) \right]} \quad (1400)$$

При больших значениях $t \rightarrow \infty$ температура стремится к установившейся величине, которая определяется в основном коэффициентами теплоотдачи α_i и α_a , а также обоими радиусами r и R :

$$\vartheta_W \approx \frac{V_W}{2\pi} \left(\frac{1}{r\alpha_i} + \frac{1}{R\alpha_a} + \frac{1}{\lambda_{Fe}} \ln \frac{R}{r} \right). \quad (1401a)$$

При малых значениях $t \rightarrow 0$ происходит адиабатный нагрев, и температура определяется теплоемкостью стержня

$$\vartheta_W \approx \frac{V_W}{\pi r^2 c_W s_W}. \quad (1401b)$$

Между этими экстремальными значениями нагрев происходит по уравнению (1400). Последнее, однако, не является простой показательной функцией времени. Количество тепла, переходящего на сталь, составляет при длине стержня 1 м:

$$W_{WE} = V_W t - \vartheta_W \pi r^2 c_W s_W. \quad (1402)$$

Температура по внутренней кромке пакета активной стали ($x = r$) равна

$$\vartheta_E(r) = \frac{W_{WE}}{2\pi t} \left(\frac{1}{\lambda_{Fe}} \ln \frac{R}{r} + \frac{1}{R\alpha_a} \right) \left(1 - e^{-\frac{\lambda_{Fe}}{c_E s_E} \left(\frac{\pi}{R-r} \right)^2 t} \right). \quad (1403)$$

Эта температура меньше температуры меди на величину

$$\vartheta_W - \vartheta_E(r) = \frac{W_{WE}}{2\pi r\alpha_i t}. \quad (1404)$$

На рис. 378 показана кривая нагрева медного стержня диаметром 13 мм, по которому проходит ток 4500 а. При $V_W = 3080$ вт/м = const, $r = 0,0065$ м, $R = 0,325$ м,

$\alpha_i = 1500 \text{ вт/град} \cdot \text{м}^2$, $\alpha_a = 100 \text{ вт/град} \cdot \text{м}^2$, $\lambda_{\text{Fe}} = 50 \text{ вт/град} \cdot \text{м}$, $C_W = 385 \text{ вт} \cdot \text{сек/град} \cdot \text{м}^3$ и $C_E = 460 \text{ вт} \cdot \text{сек/град} \cdot \text{м}^3$ температура стержня передается кривой ϑ_W , а температура стали на границе со стержнем — кривой ϑ_E . Температуру стержня при адиабатном нагреве ($\alpha_i = 0$) выражает верхняя линия. Кривая температуры стержня, вычерченная по данным измерений, приблизительно совпадает с расчетной кривой ϑ_E [291].

Однако для технического расчета формула (1400) неудобна. С математической точки зрения желательно иметь более простую, например линейную, функцию или же простую показательную

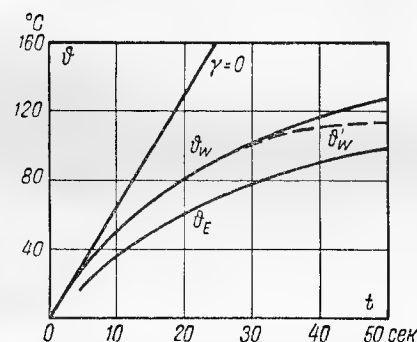


Рис. 378. Кривые нагрева медного стержня (ϑ_W) и стали на границе со стержнем (ϑ_E). Измеренные значения ϑ_W приблизительно совпадают с кривой ϑ_E . ϑ'_W — нагрев по уравнению (1405).

Приняв в рассматриваемом примере $\alpha = 600 \text{ вт/град} \cdot \text{м}^2$, получим кривую ϑ'_W (рис. 378), которая при t до 30 сек практически совпадает с точкой кривой ϑ_W . Однако при такой замене необходимо помнить, что значения коэффициента теплоотдачи α являются фиктивными, вследствие чего их нельзя просто перенимать из других опытов. Теоретически, правда, эти фиктивные значения можно рассчитать с помощью (1400), но так как многие другие величины также недостаточно известны, это вряд ли целесообразно. Опыты, произведенные автором, показали, что фиктивный коэффициент теплоотдачи имеет величину порядка от 300 до 1000 $\text{вт/град} \cdot \text{м}^2$.

б) Распределение температуры в теле при нагреве с одной стороны

Рассмотрим тело с размерами, соответствующими рис. 379, которое нагревается с одной стороны. Если пренебречь теплоотдачей в окружающую среду, то температура будет непрерывно возра-

стать, причем после того, как распределение температуры внутри тела станет постоянным, она будет возрастать на величину

$$\tau = P/ch [\text{град/сек}], \quad (1406)$$

где P — подведенная мощность на 1 м^2 поверхности, а c — удельная теплоемкость тела. Для этого периода времени, с учетом, что тепло подводится снаружи (отрицательный знак P), справедливо уравнение внутренней теплопроводности (1272):

$$\lambda \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2} - P = 0; \quad (1407)$$

отсюда получаем температуру в точке:

$$\vartheta = -\frac{P}{2\lambda} x^2 + K_1 x + K_2. \quad (1408)$$

Постоянная K_2 , определяемая условием, что при $x = 0$ температура $\vartheta = \vartheta_0$ равна ϑ_0 , т. е. температуре тела на нагреваемой поверхности.

Постоянную K_1 получаем из условия, что при $x = h$ отношение $\partial \vartheta / \partial x = 0$; тогда $K_1 = -Ph/\lambda$.

Распределение температуры в теле описывается уравнением

$$\vartheta = \vartheta_0 - \frac{Px}{\lambda} \left(h - \frac{x}{2} \right). \quad (1409)$$

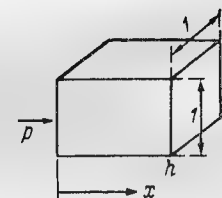


Рис. 379. Тело, нагреваемое с одной стороны.

Между нагретой поверхностью ($x = 0$) и противоположной поверхностью ($x = h$) возникает постоянная разность температур

$$\Delta \vartheta = \vartheta_0 - \vartheta_h = \frac{Ph^2}{2\lambda}. \quad (1410)$$

Рассмотренный процесс нагрева наблюдается, например, при нагреве массивной стали вихревыми токами, которые образуются почти исключительно на поверхности. При потерях $P = 10^6 \text{ вт/м}^2$, $\lambda = 50 \text{ вт/град} \cdot \text{м}$ и $h = 0,1 \text{ м}$ разность температур составляет $\Delta \vartheta = 100^\circ \text{С}$.

В установившемся режиме, когда все температуры приняли свои постоянные значения, теплоотдачей на поверхности при $x = h$ уже нельзя пренебрегать. Температура в этом месте равна $\vartheta_h = P/\alpha$, а разность температур $\Delta \vartheta = Ph/\lambda$. Эта разность уменьшается линейно с расстоянием x . В нашем примере получаем $\Delta \vartheta = 20^\circ \text{С}$. Разность температур во время переходного режима может достигать значительно больших величин, чем в длительном режиме.

Уравнение (1410) можно применить к стержню беличьей клетки глубокого ротора. Тепловые потери в этом стержне при пуске

возникают в основном на наружной кромке стержня. Если предположить, что эти потери ($P = \rho b h S^2 K_w$) создаются исключительно на наружной кромке, то между кромками стержня возникает разность температур

$$\Delta \vartheta = \frac{P h^2}{2 \lambda} K_w, \quad (1411)$$

где K_w — коэффициент сопротивления; h — высота стержня; λ — коэффициент теплопроводности стержня. Точное исследование с учетом действительного распределения потерь дает меньшие значения, а именно [291]:

$$\Delta \vartheta = \frac{P h}{2 \lambda} (K_w - 1). \quad (1411a)$$

Кроме того, эта разность уменьшается вследствие теплоотдачи стали [291].

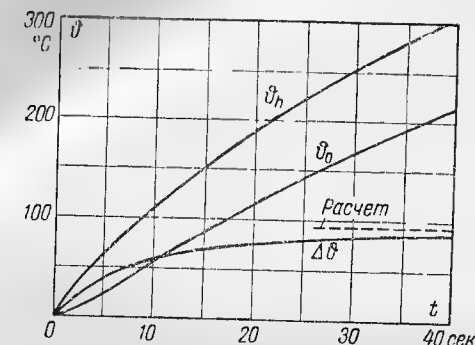


Рис. 380. Температуры на наружных кромках стержня глубокопазного ротора ($h = 5$ см) и разность между этими температурами ($\Delta \vartheta$), в зависимости от времени при токе 5100 а.

Измеренные значения температуры стержня, а также значения разности температур показаны на рис. 380. Такие измерения были произведены автором; их результаты близко совпадают со значениями по (1411a).

8. КРАТКОВРЕМЕННЫЙ РЕЖИМ И ДЛИТЕЛЬНЫЙ РЕЖИМ С КРАТКОВРЕМЕННОЙ НАГРУЗКОЙ

Применим результаты наших исследований к практическому расчету. По нормам VDE (IEC), наряду с длительным режимом работы различают также кратковременный режим, длительный режим с кратковременной нагрузкой, повторно-кратковременный режим и длительный режим с повторно-кратковременной нагрузкой.

Под кратковременным режимом работы понимается такой режим, при котором номинальная мощность должна отдаваться только в течение определенного обусловленного времени. Следующий затем перерыв в работе должен быть достаточно велик для того, чтобы машина могла охладиться практически до температуры окружающей среды. Если во время этих пауз машина останавливается, то будет иметь место кратковременный режим, а если она, напротив, будет продолжать вращаться, то будем иметь длительный режим с кратковременной нагрузкой. Разница между этими двумя режимами относится исключительно к процессу охлаждения, в то время, как процесс нагрева в обоих случаях одинаков.

Исследование начинаем с применения простого уравнения процесса нагрева однородного тела. Во время работы машины представляющей для нас наибольший интерес нагрев обмотки выражается уравнением

$$\vartheta = \vartheta_0 (1 - e^{-t/T}). \quad (1412)$$

Согласно нашим предпосылкам очевидно, что нагрев обмотки пропорционален ее потерям. Таким образом, если нагрузка электродвигателя такова, что потери увеличиваются в p раз, то его уравнение нагрева будет иметь следующий вид:

$$\vartheta = p \vartheta_0 (1 - e^{-t/T}). \quad (1413)$$

Ввиду того, что конечная температура по прошествии установленного времени t не должна превышать величину ϑ_0 , предписанную для длительного режима нормами VDE (IEC), можно принять, что $\vartheta = \vartheta_0$. Согласно этому по (1413) получается, что величина p , т. е. допустимое повышение потерь за время t по сравнению с потерями при длительном режиме, равна

$$p = \frac{1}{1 - e^{-t/T}}. \quad (1414)$$

На рис. 381 приведены значения p для различных отношений t/T . Для часто применяющегося на практике 30-минутного режима и постоянной нагрева $T = 30$ мин, что приблизительно соответствует малым защищенным электродвигателям, $p = 1,58$, а для закрытых электродвигателей с $T = 90$ мин будет $p = 3,50$. Для одночасового режима ($t = 60$ мин) в случае открытых защищенных двигателей получаем $p = 1,16$, а в случае закрытых двигателей: $p = 2,05$.

По найденным значениям допустимого повышения потерь можно выбрать модельную мощность электродвигателя в виде отношения к мощности электродвигателя для длительного режима работы. Если, далее, для магнитной индукции машины допустить повышение в $\sqrt{p}$ раз без существенного ухудшения ее прочих свойств, то p -кратное увеличение потерь соответствует также p -кратному повышению номинальной мощности. Если же, напротив, повысить магнитную индукцию невозможно, то мощность можно увеличить только в $\sqrt{p}$ раз.

Большая часть закрытых электродвигателей относится к первому случаю; следовательно, для них при кратковременном режиме возможно p -кратное повышение номинальной мощности. В случае открытых защищенных электродвигателей как постоянного, так и трехфазного тока возможно лишь незначительное

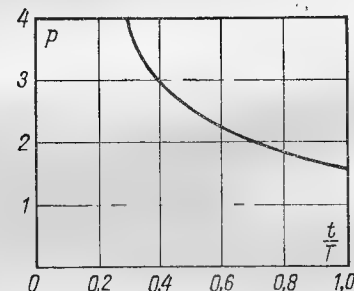


Рис. 381. Допустимое повышение потерь (p) при кратковременном режиме.

повышение магнитной индукции. Для этих электродвигателей допустимое увеличение мощности колеблется между p и $\sqrt{p}$. Следует еще заметить, что предел повышения мощности часто определяется коммутационной и перегрузочной способностью.

Значительно более точный коэффициент потерь p получим, если будем исходить не из простой показательной кривой, а из (1373). Ввиду малых значений постоянной времени T'' это уравнение может дать для $t > 20$ мин практически очень хорошие результаты.

Рассмотрим случай, при котором в кратковременном режиме потери как в обмотке, так и в стали имеют p -кратное значение их нормальной величины; при этом

$$\theta_w = \theta_w'' = p\theta_w'' + p\theta_w' (1 - e^{-t/T'}), \quad (1415)$$

откуда

$$p = \frac{1}{1 - \theta_w' e^{-t/T} / \theta_w}. \quad (1416)$$

Для упомянутого выше примера 30-минутного режима с $T' = 30$ мин получаем по этому уравнению при $\theta_w''/\theta_w = 0,7$ коэффициент потерь $p = 1,35$. Это значение отличается от значения 1,58, полученного с помощью простой показательной кривой. Для 60-минутного режима $p = 1,10$ вместо 1,16. Еще большей эта разница становится в случае закрытых электродвигателей с их большими постоянными времени. Для $T'' = 90$ мин и $t = 30$ мин получаем $p = 2$ вместо 3,5. Ввиду того, что мы приняли в качестве предпосылки повышение потерь как в стали, так и в меди, повышение мощности электродвигателя является p -кратным.

Интерес представляет также случай, при котором повышение магнитной индукции (и потерь в стали) невозможно и может быть допущено только увеличение потерь в меди. Для решения этой задачи надо принять и некоторые другие условия, которые, однако, оправданы лишь в известной мере и ограничивают точность расчета. В частности принимаем, что вследствие перегрузки возрастает только превышение температуры θ_w'' (в известном приближении — температуры обмотки). Превышение температуры θ_w' (приблизенно-температуры в стали) должно, напротив, оставаться неизменным. Справедливо, следовательно, уравнение

$$\theta_w = p\theta_w'' + \theta_w' (1 - e^{-t/T'}), \quad (1417)$$

откуда

$$p = 1 + \frac{\theta_w'}{\theta_w''} e^{-t/T'}. \quad (1418)$$

Для уже упомянутого примера $T' = 30$ мин и $t = 30$ мин получим $p = 1,86$. Ввиду того, что потери V_w приблизительно пропорциональны квадрату нагрузки, допустимое повышение мощ-

ности составляет $\sqrt{p} = 1,37$, т. е. оно примерно так же велико, как при одновременном повышении потерь в обмотке и в стали. Для примера $T' = 90$ мин и $t = 30$ мин получаем $p = 2,67$ и повышение мощности $\sqrt{p} = 1,63$, которое значительно меньше, чем по первому расчету, где оно составляло $p = 3,5$. Практически магнитную индукцию электродвигателя всегда можно несколько повысить. Таким образом, действительно допустимое повышение мощности находится между этими двумя экстремальными случаями.

По прошествии предписанного времени нагрузки электродвигатель должен согласно нормам VDE иметь достаточно времени для того, чтобы охладиться до температуры охлаждающей среды. Как мы видели, для этого достаточно время, равное приблизительно трехкратному значению постоянной охлаждения. Если в период охлаждения электродвигатель продолжает вращаться, то его постоянная охлаждения равна постоянной нагрева. Следовательно, время охлаждения составляет в среднем $3(20 \div 40)$ мин ≈ 90 мин, т. е. 1,5 ч. Если же, напротив, в период охлаждения электродвигатель находится в состоянии покоя, то его постоянная охлаждения будет значительно больше — около 100 мин, и необходимое время охлаждения составит приблизительно 300 мин, т. е. 5 ч.

Указанное время охлаждения часто бывает слишком большим, и электродвигатель снова включается прежде, чем он остынет. Как велико может быть в этом случае повышение мощности машины по сравнению с нормальным длительным режимом работы? Определим вначале температуру θ_a , с которой электродвигатель начинает работать. Ее можно рассчитать по известному времени охлаждения:

$$\theta_a \approx \theta_w - \theta_w'' - \theta_w' e^{-t/T'}. \quad (1419)$$

Такую начальную температуру при включении нагрузки имеет как обмотка, так и сталь. Объясняется это тем, что время охлаждения, как правило, достаточно велико для того, чтобы температуры обмотки и стали сравнялись.

Далее различаем случай, в котором повышаются потери как в меди, так и в стали. Уравнение нагрева имеет следующий вид:

$$\theta_w - \theta_a = p\theta_w'' + p\theta_w' (1 - e^{-t/T'}), \quad (1420)$$

откуда

$$p = \frac{1 - \theta_a/\theta_w}{1 - \theta_w' e^{-t/T'} / \theta_w}. \quad (1421)$$

При этом по сравнению с $\theta_a = 0$ имеет место $(1 - \theta_a/\theta_w)$ -кратное уменьшение величины p .

Для второго случая, когда электродвигатель не допускает повышения индукции и используется с обмоткой такой же конструкции, как и для длительного режима, уравнение нагрева имеет вид:

$$\theta_w - \theta_a = p\theta_w'' + \theta_w' (1 - e^{-t/T'}), \quad (1422)$$

откуда

$$p = 1 + \frac{\theta_w'}{\theta_w''} e^{-t/T'} - \frac{\theta_a}{\theta_w''}. \quad (1423)$$

В заключение решим еще одну задачу. Для работы в условиях повышенной температуры окружающей среды выбирается обычный электродвигатель и спрашивается, как долго он может работать с номинальной мощностью без превышения допустимой температуры перегрева. Ответ дает (1423), если подставить в него $p = 1$:

$$t = T' \ln \theta_w' / \theta_a. \quad (1424)$$

Например, при повышенной на 20°C температуре окружающей среды и $\theta_w' = 0,7$, $\theta_w = 42^\circ \text{C}$ электродвигатель может развивать номинальную мощность только в течение 22 мин.

9. ПОВТОРНО-КРАТКОВРЕМЕННЫЙ РЕЖИМ И ДЛИТЕЛЬНЫЙ РЕЖИМ С ПОВТОРНО-КРАТКОВРЕМЕННОЙ НАГРУЗКОЙ

При этом режиме работы нагрузка машины подвергается периодическим изменениям, причем каждый цикл P состоит из времени нагрузки a и паузы b . По нормам REM, для того, чтобы режим мог считаться повторно-кратковременным, продолжительность цикла P должна составлять не более 10 мин. Отношение $e = a/P$ называют относительной продолжительностью включения (ПВ%), нормальными значениями которой, по REM, являются 15, 25 и 40%.

Если во время паузы машина останавливается, то будем иметь повторно-кратковременный режим, а если же она во время паузы продолжает вращаться, то будет иметь место длительный режим с повторно-кратковременной нагрузкой. Разница между этими двумя режимами заключается только в состоянии машины во время паузы между нагрузками.

Рассмотрим сперва повторно-кратковременный режим, исходя из условия, что при нагреве машина ведет себя как однородное тело. Целью исследования является определение допустимого коэффициента повышения потерь p , а также величины повышения мощности по сравнению с длительным режимом.

При повторно-кратковременном режиме превышение температуры колеблется между величинами θ_1 и θ_2 ; первая из них должна быть наибольшей, а вторая — наименьшей. Кроме того, по нор-

мам REM, первая величина не должна превышать допустимого превышения температуры в длительном режиме, т. е. $\theta_1 = 0$. Если при этом постоянная времени в период работы будет равна T_a , а θ_0 будет превышением температуры, которого электродвигатель достигает в длительном режиме с мощностью, равной мощности при повторно-кратковременном режиме, то согласно (1364) для нагрева за период работы можно записать:

$$\theta_1 = \theta_0 [1 - (1 - \theta_a/\theta_0) e^{-t/T_a}]. \quad (1425)$$

С другой стороны, для периода перерыва в работе с постоянной времени T_b справедливо:

$$\theta_2 = \theta_1 e^{-b/T_b}. \quad (1426)$$

Из этих двух уравнений, учитывая что $\theta_a = \theta_2$, получаем:

$$\theta_1 = \theta_0 \frac{e^{a/T_a} - 1}{e^{a/T_a} - e^{-b/T_b}}. \quad (1427)$$

Теперь учтем, что $\theta_1 = \theta$ и что температуры перегрева θ и θ_0 пропорциональны потерям. Допустимое повышение потерь будет при этом составлять:

$$p = \frac{\theta_0}{\theta} = \frac{e^{a/T_a} - e^{-b/T_b}}{e^{a/T_a} - 1}. \quad (1428)$$

Если ввести

$$\alpha = \frac{a}{a + bT_a/T_b}, \quad (1429)$$

то

$$p = \frac{1 - e^{-\frac{a}{\alpha T_a}}}{1 - e^{-a/T_a}}. \quad (1430)$$

Отношение T_a/T_b у открытых электродвигателей равно приблизительно 0,25, а у закрытых — приблизительно 0,7. При длительном режиме с повторно-кратковременной нагрузкой это отношение равно 1,0.

На рис. 382 изображена величина p в зависимости от α для различных значений a/T_a . Ввиду того, что продолжительность нагрузки a , как правило, намного меньше постоянной времени T_a , то, не совершая большой ошибки, можно принять $e^{-a/T_a} \approx 1 - a/T_a$ или $e^{-\frac{a}{\alpha T_a}} \approx 1 - a/\alpha T_a$; при этом получим:

$$p \approx \frac{1}{\alpha} = 1 + \frac{bT_a}{aT_b}. \quad (1431)$$

При $T_a = 30$ мин и $T_a/T_b = 0,25$ для продолжительности включения $e = 15\%$ получаем $p \approx 2,42$, для $e = 25\%$ значение $p \approx 1,75$ и для $e = 40\%$ будет $p \approx 1,37$. Далее, из (1431) вытекает, что величина p от абсолютных значений постоянных времени не зависит и что имеет значение только их отношение. Правда, это верно лишь до тех пор, пока справедливо приближенное уравнение, т. е. при $a \ll T_a$ и $b \ll T_b$. Отношение постоянных времени наглядно показывает, что в случае закрытых двигателей следует ожидать значительного повышения отдачи мощности по сравнению с длительным режимом. Напротив, у защищенных конструкций это отношение будет меньше и, кроме того, оно ограничивается перегрузочной способностью или коммутацией.

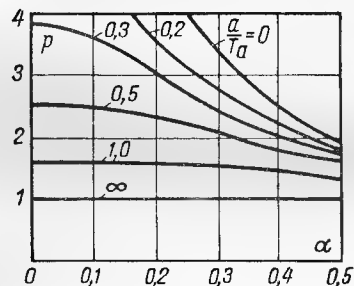


Рис. 382. Допустимое повышение потерь (p) при повторно-кратковременном режиме.

Несмотря на то, что расчет с упрощенными уравнениями нагрева дает весьма наглядные и практически пригодные результаты, все же могут возникнуть сомнения, связанные с тем, что, возможно, более точное уравнение нагрева (1373) даст иные результаты. Поэтому повторим исследование, приняв за основу (1373). Однако для того, чтобы расчет не был слишком сложным, следует сделать некоторые упрощения. Ввиду того, что по нормам VDE продолжительность цикла не превышает 10 мин, второй член уравнения нагрева с его относительно большой постоянной времени T' испытывает влияние лишь небольших колебаний температуры, поэтому его можно считать неизменным во времени. Уравнения нагрева и охлаждения можно записать в следующем виде:

$$\vartheta_W = \vartheta_W'' (1 - e^{-t/T_a''}) + \vartheta_{Wm}' \quad (1432a)$$

$$\vartheta_W = (\vartheta_{\max} - \vartheta_{Wm}') e^{-t/T_b''} + \vartheta_{Wm}' \quad (1432б)$$

здесь ϑ_{Wm}' представляет собой среднюю величину второго члена. Если принять, что ϑ_1 и ϑ_2 являются пределами, между которыми изменяется температура обмотки во время работы, то на основе (1432a) и (1432б), с учетом того, что начальная температура при нагреве равна $(\vartheta_2 - \vartheta_{Wm}')$, а при охлаждении $(\vartheta_1 - \vartheta_{Wm}')$, можно записать следующие выражения:

$$\vartheta_1 = \vartheta_W' \left[1 - \left(1 - \frac{\vartheta_2 - \vartheta_{Wm}'}{\vartheta_W'} \right) e^{-a/T_a''} \right] + \vartheta_{Wm}' \quad (1433)$$

$$\vartheta_2 = (\vartheta_1 - \vartheta_{Wm}') e^{-b/T_b''} + \vartheta_{Wm}' \quad (1434)$$

где T_a'' — меньшая постоянная времени в период работы (величиной порядка 6—8 мин), а T_b'' — меньшая постоянная времени для периода перерыва в работе (с величиной порядка 20 мин). После решения обоих уравнений получаем:

$$\vartheta_1 = \vartheta_{Wm}' + \vartheta_W'' \frac{e^{a/T_a''} - 1}{e^{a/T_a''} - e^{b/T_b''}} \quad (1435)$$

Здесь опять-таки следует различать два случая: в первом случае повышаются электрические и магнитные нагрузки, а во втором — только электрические. В первом случае конечная температура при длительном режиме $\vartheta_W = \vartheta_W' + \vartheta_W''$ вследствие p -кратного увеличения всех потерь переходит в

$$\vartheta_{W, p} = \vartheta_W', p + \vartheta_W'', p;$$

при этом

$$\vartheta_{W, p} = p\vartheta_W'; \quad \vartheta_W'', p = p\vartheta_W''; \quad \vartheta_W'', p = p\vartheta_W''. \quad (1436, a, б, в)$$

Так же просто можно определить и среднюю температуру ϑ_{Wm}' . Ввиду того, что незначительными колебаниями этой температуры мы пренебрегали, $\vartheta_{Wm}' = e\vartheta_{W, p}' = \gamma e p \vartheta_W'$.

Величина γ учитывает ухудшение охлаждения и может быть принята в среднем равной

$$\gamma \approx \frac{1}{e + (1-e) T_a'/T_b''} \quad (1437)$$

Подставив эти величины в (1435), получим

$$p = \frac{e^{a/T_a''} - e^{-b/T_b''}}{(e^{a/T_a''} - 1) \vartheta_W'' / \vartheta_W' + (e^{a/T_a''} - e^{-b/T_b''}) \gamma e \vartheta_W' / \vartheta_W'}; \quad (1438)$$

здесь все величины известны, причем a , b и e заданы, а T_a'' , T_b'' и T_b'/T_a' , а также $\vartheta_W''/\vartheta_W'$ и $\vartheta_W'/\vartheta_W'$ определены для данной машины путем опытов. Если еще ввести величину

$$p_0 = \frac{e^{a/T_a''} - e^{-b/T_b''}}{e^{a/T_a''} - 1}, \quad (1439)$$

которая имеет значение коэффициента потерь при повторно-кратковременной нагрузке и при нагреве по простой показательной кривой [см. (1428)], то получим:

$$p = \frac{p_0}{\vartheta_W''/\vartheta_W' + p_0 \gamma e \vartheta_W'/\vartheta_W'}. \quad (1440)$$

Для второго случая, когда перегрузка вызывается только повышением электрической нагрузки, необходимо ввести те же самые упрощения, которые были приняты для кратковременной нагрузки. В частности, необходимо принять, что вследствие p -кратного повышения потерь в меди происходит только p -кратное увеличение превышения температуры θ''_w , в то время как превышение температуры θ'_w остается неизменным. Таким образом,

$$\theta_{w, p} = \theta''_{w, p} + \theta'_w = p\theta''_w + \theta'_w; \quad (1441)$$

$$\theta_1 = 0 \text{ и } \theta'_{wm} = \gamma\theta'_w. \quad (1442 \text{ и } 1443)$$

Подставим эти величины в (1435):

$$p = \frac{(\theta_w - \gamma\theta'_w) \left(\varepsilon^{a/T_a} - \varepsilon^{-b/T_b} \right)}{\theta'_w \left(\varepsilon^{a/T_a} - 1 \right)} = \frac{\theta_w - \gamma\theta'_w}{\theta''_w} p_0. \quad (1444)$$

Для того чтобы сделать более наглядными расчеты, приведем численный пример, в котором примем $\varepsilon = 0,25$, $a = 2,5$ и $b = 7,5$ мин. Сперва будем считать по простой показательной кривой и подставим $T_a = 25$ и $T_b = 75$ мин, т. е. такие значения, которые соответствуют малым защищенным машинам. При этом по (1428) получим $p = 1,90$. Для расчета по (1439) показательной кривой возьмем $T_a = 8$, $T_b = 20$ мин, $\theta''_w = 0,3\theta_w = 18^\circ \text{C}$ и $T_b/T_a = 3$, откуда $\gamma = 2,0$ и $p_0 = 1,85$.

Для случая одновременного повышения потерь в меди в стали получим по (1438) величину $p = 1,95$, а для повышения мощности — также 1,95-кратное значение. Если повышается только электрическая нагрузка, т. е. когда один и тот же электродвигатель без каких-либо изменений применяется как в длительном, так и в повторно-кратковременном режиме, то согласно (1444) будет $p = 4$. Повышение мощности является в этом случае $\sqrt{p} = 2$ -кратным.

10. ПОТЕРИ И НАГРЕВ СТАТОРНОЙ ОБМОТКИ ПРИ НЕСИММЕТРИЧНОЙ СИСТЕМЕ ТОКА

Исчерпывающее исследование нагрева статорной обмотки при несимметричной системе тока было опубликовано Штиром (Stier) [296]. Мы кратко воспроизведем результаты его исследования. Наиболее неблагоприятный случай имеет место тогда, когда ток в фазе W принимает максимальное значение $J_w = J_m + J_g$; J_m и J_g являются составляющими тока прямой и обратной последовательностей.

В табл. 49 приведена схема температур и нагревов при симметричной и несимметричной сетях.

Вследствие несимметрии возникает повышение потерь

$$\Delta V = V_n [\beta \Delta \theta + \beta \lambda \Delta \theta_{\max} + \lambda^2 (1 + \beta \Delta \theta)]. \quad (1445)$$

Таблица 49
Температура статорной обмотки при симметричной и несимметричной нагрузках

Температуры	Симметричная нагрузка J_n	Несимметричная нагрузка $J_w = J_m + J_g$
Температура одной фазы обмотки . . .	θ_n	$\theta_U = \theta_V; \theta_W$
Средняя температура обмотки	θ_n	$\theta_m = \frac{1}{3} (2\theta_U + \theta_W) = \theta_n + \Delta \theta$
Температура охлаждающего воздуха	θ_{Ln}	$\theta_L = \theta_{Ln} + \Delta \theta_L$
Средний нагрев . . .	$\theta_n = \theta_n - \theta_{Ln}$	$\theta_m = \theta_m - \theta_L = \theta_n - \Delta \theta$
Максимальный нагрев	θ_n	$\theta_w = \theta_w - \theta_L = \theta_n + \Delta \theta + \Delta \theta_{\max}$

Оно имеет три причины: повышение средней температуры обмотки ($\beta \Delta \theta$), неравенство сопротивлений в нагретом состоянии ($\beta \lambda \Delta \theta_{\max}$) и, наконец, наличие системы тока обратной последовательности [$\lambda^2 (1 + \beta \Delta \theta)$]. Величина $\lambda = J_m/J_g$ выражает степень асимметрии тока. Из трех упомянутых повышений потерь наибольшее по величине третье, затем следует первое и наименьшим является второе, которым обычно можно пренебречь.

Повышение температуры обмотки $\Delta \theta$ складывается из повышения температуры охлаждающего воздуха $\Delta \theta_L$ и повышения нагрева обмотки $\Delta \theta$:

$$\Delta \theta = \Delta \theta_L + \Delta \theta. \quad (1446)$$

Между нагревом обмотки и потерями в ней имеет место линейная зависимость, которую проще всего определить путем опыта. Исходя из изложенного, можно было бы ожидать, что $\Delta \theta = \theta'_w \lambda^2$, однако в действительности наблюдается почти вдвое больший нагрев обмотки. Это объясняется несколькими причинами: во-первых, нагрев обмотки относительно стали, как правило, больше θ''_w и, во-вторых, потери как в активной стали, так и в роторе возрастают и тем самым также повышают температуру обмотки.

Кроме того, более сильно нагруженная фаза обмотки W имеет в несимметричном режиме дополнительный нагрев $\Delta \theta_{\max}$ по сравнению со средним нагревом обмотки θ_m . Этот нагрев можно рассчитывать только с помощью дополнительных измерений.

В табл. 50 приведены различные дополнительные нагревы, установленные с помощью измерений. Из таблицы видно, что даже

Таблица 50

Нагрев и асимметрия тока по измерениям на четырехполюсном двигателе с короткозамкнутым ротором 1,1 квт, 50 гц. Нагрев $\theta_n = 63^\circ \text{C}$ при номинальном токе $J_n = 2,57 \text{ а}$, температуре охлаждающего воздуха $\phi_{Ln} = 24,5^\circ \text{C}$

Асимметрия напряжения	0,014	0,0403	0,079	0,097
Отношение тока обратного следования к номинальному $\lambda = J_g/J_m$	0,089	0,254	0,414	0,50
Разница между нагревом наиболее нагруженной фазы обмотки и средним нагревом обмотки при несимметричном режиме $\Delta\theta_{\max}, ^\circ\text{C}$	3,0	5,0	10,0	12,4
Разница средних нагревов при несимметричном и симметричном режимах $\Delta\theta, ^\circ\text{C}$	1,0	5,0	13,0	20,6
Разница температур охлаждающего воздуха при несимметричном и симметричном режимах $\Delta\theta_L, ^\circ\text{C}$	0,5	1,5	2,5	2,5
Разница максимальных температур при несимметричном и симметричном режимах $\Delta\theta + \Delta\theta_{\max} + \Delta\theta_L, ^\circ\text{C}$	4,5	11,5	25,5	35,5

небольшая асимметрия напряжения порядка 0,05 имеет следствием заметное повышение как среднего нагрева обмотки, так и нагрева наиболее сильно нагруженной фазы.

ГЛАВА ДЕВЯТНАДЦАТАЯ

ВЫБОР РАЗМЕРОВ МАШИН

1. ОСНОВНЫЕ РАЗМЕРЫ И ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МАТЕРИАЛОВ

а) Основные размеры

а) Диаметр расточки

Под основными размерами машины понимают внутренний диаметр статора D (расточки) и идеальную длину якоря l_i . С точки зрения конструкции машины решающее значение имеет наружный диаметр пакета активной стали статора D_a . Однако он находится в очень сложной взаимозависимости с мощностью машины, и его можно определить лишь в завершающей стадии разработки проекта. По этой причине общепринято считать основным размером внутренний диаметр статора.

Идеальная длина якоря l_i приблизительно равна суммарной аксиальной длине всех пакетов стали якоря (l), т. е. без вентиляционных каналов. Как мы видели в § 3 главы четвертой краевой

эффект и влияние вентиляционных каналов у асинхронных машин незначительны. Кроме того, следует учитывать, что при практическом исполнении машины вентиляционные каналы в статоре и роторе никогда не совпадают между собой и смещены в той или иной степени, относительно друг друга, вследствие чего идеальная длина пакета уменьшается. По этой причине в случае асинхронных машин очень часто можно вообще пренебречь влиянием вентиляционных каналов. В случае же синхронных машин и машин постоянного тока краевой эффект и вентиляционные каналы влияют на идеальную длину якоря весьма значительно, и пренебрегать ими уже нельзя.

Мощность и основные размеры машины связаны между собой постоянной Эссона:

$$C = P/nD^2l. \quad (1447)$$

Число C выражает плотность энергии в единице объема (например, в $\text{вт} \cdot \text{сек}/\text{м}^3$, $\text{н}/\text{м}^2$ или $\text{квт} \cdot \text{сек}/\text{м}^3$). Однако оно может выражать также и касательное усилие на единицу поверхности расточки. Для этой силы в электротехнике было введено понятие «удельное окружное усилие» (σ). Ввиду того, что у машин переменного тока касательное усилие является переменным вдоль окружности якоря, была введена средняя величина. При $P = 2\pi nM$ она выражается следующей формулой:

$$\sigma = \frac{2M}{D\pi D l} = \frac{1}{\pi^2} \cdot \frac{P}{nD^2l} \approx 0,1C. \quad (1448)$$

Если подставить сюда мощность в киловаттах, размеры в метрах и скорость вращения в оборотах в секунду, то получим среднее удельное окружное усилие σ в $\text{вт} \cdot \text{сек}/\text{м}^3 = \text{н}/\text{м}^2 = 0,102 \text{ кг}/\text{м}^2$. У выполненных машин σ колеблется между 5 и 50 $\text{квт} \cdot \text{сек}/\text{м}^3$.

В случае машин переменного тока для определения размеров решающее значение имеет не активная мощность в киловаттах, а кажущаяся мощность в киловольт-амперах. Кроме того, магнитные нагрузки определяются не напряжением сети U , а внутренней электродвижущей силой E . Внутренняя кажущаяся мощность машины, определяющая ее главные размеры, составляет:

$$P_{si} = \frac{E}{U} \cdot \frac{P_n}{\eta \cos \varphi}; \quad (1449)$$

η и $\cos \varphi$ могут определяться по нормам или приблизительно оцениваться. Отношение напряжений равно в среднем $E/U \approx 0,95$ для двигателей и 1,05 для генераторов.

Удельное окружное усилие по (1448) можно считать постоянной величиной только для небольшого диапазона мощностей. Для диапазона мощностей от 1 до 5000 квт оно изменяется приблизительно в пределах от 5 до 40 $\text{квт} \cdot \text{сек}/\text{м}^3$. Как увидим ниже, его можно рассчитать по магнитным и электрическим нагрузкам. Однако при проектировании машины его обычно оценивают на

основании практического опыта, накопленного на выполненных машинах.

Введем в (1448) отношение

$$\lambda = l_i/\tau, \quad (1450)$$

где $\tau = \pi D/2p$ — полюсное деление, и получим:

$$D = \frac{1}{\pi} \sqrt[3]{\frac{2}{\sigma}} \sqrt[3]{\frac{P_{si} p}{n \lambda}}. \quad (1451)$$

Диаметр D выполненных, хорошо используемых машин можно выразить уравнением

$$D = a + b \sqrt[3]{P_{si} p / n \lambda} = a + b \pi D \sqrt[3]{\sigma / 2}. \quad (1452)$$

Диаметр D получается в метрах, если подставлять a в метрах b в $\text{м/вт} \cdot \text{сек}^{1/3}$, P_{si} в ваттах и n в оборотах в секунду. По (1452) определяем среднее удельное окружное усилие:

$$\sigma = 2 \cdot 10^6 \left(\frac{1 - a/D}{\pi b} \right)^3 [\text{втсек/м}^3] = 2000 \left(\frac{1 - a/D}{\pi b} \right)^3 [\text{квтсек/м}^3], \quad (1453)$$

т. е. величину, зависящую от диаметра, а также от постоянных a и b . При $a = 0$ было бы $\sigma = 2000/(\pi b)^3 \text{ квт} \cdot \text{сек/м}^3$. Постоянные a и b определяются графическим путем, причем диаметры D выполненных машин наносят на график в зависимости от $\sqrt[3]{P_{si} p / n \lambda}$ и проводят через полученные таким образом точки прямую. Отрезок, отсекаемый на оси ординат, определяет постоянную a ; постоянная b определится тангенсом угла наклона прямой к оси абсцисс.

Рихтер (Richter) опубликовал значения этих постоянных, которые были определены на хорошо используемых вентилируемых машинах [297]. Эти значения в основном совпадают с данными, полученными автором. Однако, учитывая очень хорошее использование исследованных Рихтером машин, целесообразно выбирать для проектируемых машин несколько большие размеры. Чем больше опыта будет накоплено при изготовлении электрических машин, тем ближе удастся подойти к оптимальному пределу их использования.

Постоянная a выражает ту часть диаметра или же окружности якоря, которая обусловлена наличием изоляции обмотки, а также некоторыми конструктивными особенностями машины. В зависимости от конструкции машины эта постоянная изменяется в широких пределах (табл. 51). Самые малые ее значения ($a = 0,025 \text{ м}$) у асинхронных машин с короткозамкнутым ротором, так как клеточная обмотка не имеет изоляции и ротор представляет собой круглое и симметричное относительно центра тела. За ними следуют машины постоянного тока и асинхронные машины с ротором

Таблица 51

Значения постоянных a и b для различных машин

	$a, \text{ м}$	$b, \text{ м/вт} \cdot \text{сек}^{1/3}$	
		$p = 1$	$p = 2 \div 6$
Машины постоянного тока	0,045	—	0,0115
Синхронные машины с явно выра- женными полюсами ($\cos \varphi = 0,8$):			
низкого напряжения	0,1	—	0,012
высокого напряжения	0,15	—	0,012
Малые синхронные машины с внешними полюсами	0,045	—	0,0122
Асинхронные машины:			
с ротором с контактными коль- цами (с протяжной венти- ляцией)	0,03	—	0,013
с короткозамкнутым ротором (с протяжной вентиляцией)	0,025	—	0,0127
то же (с внешним обдувом)	0	—	0,0158
Турбогенераторы ($\cos \varphi = 0,8$):			
с воздушным охлаждением	0,15	0,0106	—
с водородным охлаждением			
2—3 ати:			
с косвенным охлаждением проводников	0,15	0,0094	—
с непосредственным охла- ждением обмотки ротора	0,15	0,0082	—
с непосредственным охла- ждением ротора и ста- тора	0,15	0,0073	—

с контактными кольцами ($a = 0,06 \text{ м}$), у которых он также симметричен, но с изолированной обмоткой. К последним машинам относятся также и малые синхронные машины с внешними полюсами. У синхронных машин с явно выраженными внутренними полюсами ротор несимметричен. Роторы такой конструкции занимают особенно много места в том случае, когда у крупных машин ($D > 0,4 \text{ м}$) имеется демпферная обмотка и они рассчитаны на высокое напряжение. Постоянная a колеблется у этих машин от 0,10 до 0,15 м. Такие же значения этой постоянной у машин с неявнополюсным цилиндрическим ротором (у турбогенераторов $p = 1$), так как в этом случае ротор тоже несимметричен. Иная картина имеет место в случае малых и средних электродвигателей с наружной вентиляцией. Здесь величина машины определяется теплопередачей изнутри наружу и конструкция ротора почти никакой роли не играет. Постоянная a этих машин практически равна нулю.

Постоянная b представляет собой основную характеристику использования машины. Ее величина колеблется у машин различной конструкции незначительно и зависит только от охлаждения (окружной скорости и герметичности), а также в меньшей мере

от добавочных потерь. Наименьшие значения эта постоянная имеет у синхронных генераторов ($b = 0,012 \text{ м/вт} \cdot \text{сек}^{1/3}$) и у асинхронных машин с ротором с контактными кольцами ($b = 0,0125\text{—}0,014 \text{ м/вт} \cdot \text{сек}^{1/3}$), ибо у этих машин малы добавочные потери. Несколько большей эта постоянная становится у асинхронных машин с короткозамкнутым ротором ввиду добавочных потерь в изолированной беличьей клетке. Относительно этого увеличения в настоящее время еще нет достаточных данных, так как изготовители стремятся к тому, чтобы электродвигатели с короткозамкнутыми роторами и электродвигатели с роторами с контактными кольцами имели одинаковые размеры.

В табл. 51 приведены значения постоянных b для обоих типов электродвигателей, установленные в результате проведенных автором наблюдений. Машины постоянного тока также имеют незначительные добавочные потери, но здесь известное влияние оказывает нагрев коллектора. Поэтому у них постоянная ($b = 0,0124 \text{ м/вт} \cdot \text{сек}^{1/3}$) несколько больше, чем у синхронных машин, но меньше, чем у асинхронных машин. Закрытые машины с наружной вентиляцией имеют ввиду большого теплового сопротивления значительно большую постоянную ($b = 0,0175 \text{ м/вт} \cdot \text{сек}^{1/3}$).

Однофазные машины имеют меньшее использование, чем многофазные, так как обмоточный коэффициент у них ниже и часть окружности якоря остается необмотанной. Теоретически это соответствует $1,5 \cdot 0,96/0,83 = 1,7$ -кратному увеличению внутренней мощности при данном номинале. Однако практически ввиду отсутствия линейной токовой нагрузки на одной трети окружности якоря можно допускать более значительные удельные потери, отнесенные к рабочей части якоря. Поэтому необходимое повышение внутренней мощности будет приблизительно 1,6-кратным и постоянная b составит для однофазных генераторов $b = 0,012 \sqrt[3]{1,6} = 0,014 \text{ м/вт} \cdot \text{сек}^{1/3}$, а для однофазных электродвигателей $b = 0,135 \sqrt[3]{1,6} = 0,0155 \text{ м/вт} \cdot \text{сек}^{1/3}$.

Машины переменного тока с постоянными магнитами имеют гораздо более низкое использование, чем обычные генераторы. С учетом обеспечения стабильности напряжения значения величин индукции и линейной токовой нагрузки здесь значительно меньше обычных. В противоположность этому, конструкция ротора с явно выраженными полюсами ввиду отсутствия обмотки возбуждения требует меньшего объема и постоянная $a \approx 0$. Постоянная b зависит, конечно, в известной мере от материала магнитов и составляет $b = 0,035\text{—}0,04 \text{ м/вт} \cdot \text{сек}^{1/3}$, если для внутренней мощности принять $P_{si} \approx 1,1P_n$.

Одноименнополюсные машины имеют наряду с полезным потоком значительный постоянно направленный поток, который создает нагрузку магнитной цепи машины и понижает ее использование. Предположим, что индукция постоянно направленного поля на холостом ходу равна 1,25-кратной амплитудной величине индук-

ции переменного поля. При этом мощность, определяющая размеры машины, будет составлять $(1 + 1,25) P_n = 2,25P_n$. Однако при нагрузке индукция переменного поля вследствие реакции якоря уменьшается по крайней мере вдвое, в то время как индукция постоянно направленного поля остается неизменной.

Для того чтобы получить упомянутый поток, необходимо уменьшить линейную токовую нагрузку приблизительно до половины величины, свойственной обычным машинам. Общая мощность, определяющая размеры машины, повышается до $P'_{si} \approx P_{si} \cdot 2 (0,5 + 1,25)/0,5 = 7P_{si}$. При этом постоянная будет составлять $b \approx 0,023 \text{ м/вт} \cdot \text{сек}^{1/3}$. У выполненных машин она колеблется от 0,02 до $0,025 \text{ м/вт} \cdot \text{сек}^{1/3}$. Для числа пар полюсов и полюсного деления принимают фиктивные величины $p = 60f/n$ и $\tau = \pi D/2p$. Ввиду наличия обмотки возбуждения постоянная a имеет большую величину, равную 0,1 м.

Особое положение с точки зрения выбора размеров занимают крупные высокооборотные машины постоянного тока и коллекторные машины переменного тока. Для них решающее значение имеют иные факторы, чем для обычных машин. Активные материалы этих машин используются, как правило, меньше, чем в машинах обычных типов.

При $a = 0$ согласно (1453) будет $\sigma = \text{const}$. Однако в действительности у всех машин, за исключением машин с внешним обдувом, $a > 0$. Как удельное окружное усилие σ , так и постоянная машины C возрастают с увеличением размеров машины согласно (1453). Изменение этой постоянной заставило некоторых исследователей заняться поиском такой постоянной машины, которая не зависит от ее размеров. Так, например, Постников [302] вывел универсальную постоянную машины, величина которой зависит от использования активного слоя, т. е. той части якоря, которая несет на себе обмотку. Кроме общего коэффициента заполнения слоя, эта постоянная учитывает индукцию зубцов (или индукцию воздушного зазора) и плотность тока в обмотке якоря. Последняя величина меняется в зависимости от размеров машины. Ее взаимозависимость с остальными параметрами не выяснена, и вряд ли ее можно установить. По этой причине универсальная постоянная машины теряет практическое значение.

Постоянная машины возрастает с увеличением размеров (мощности) ее не только вследствие более высокого использования активного слоя, но и, главным образом, ввиду уменьшения общего рассеяния машины.

в) Длина якоря

Идеальная длина якоря определяется принятой относительной величиной λ и составляет:

$$l_i = \lambda \tau.$$

Общая длина активной стали приблизительно равна идеальной длине якоря. Машины с большими значениями λ являются

длинными. Они, обычно, дешевле в изготовлении, но охлаждение их представляет известные трудности. Последнее, вообще говоря, ограничивает возможное увеличение длины машины. Вызывавшее раньше опасения ухудшение коэффициента полезного действия и коэффициента мощности практически не наблюдается или проявляется лишь в незначительной степени. Европейские фирмы изготавливают, как правило, более длинные машины, чем американские, без какого-либо ухудшения упомянутых характеристик. В настоящее время можно констатировать тенденцию к дальнейшему увеличению длины машин.

Число полюсов машин постоянного тока не зависит от скорости вращения; поэтому для них выбираются значения λ от 0,5 до 1,0. У машин переменного тока число полюсов определяется скоростью вращения, вследствие чего возможность выбора λ ограничена.

Таблица 52

Относительная величина λ для различных машин

p	Машины постоянного тока	Синхронные машины	Асинхронные машины
1	От 0,5 до 1,0	1—4	0,6—1
2		0,7	1,26
3		0,87	1,44
4		1,0	1,59
6		1,22	1,81
12		1,74	2,29
24		2,45	2,88

Наиболее благоприятные значения λ были установлены эмпирическим путем: для синхронных машин

$$\lambda \approx 0,5 \sqrt{p} \quad (1454a)$$

и для асинхронных

$$\lambda \approx \sqrt[3]{p}. \quad (1454б)$$

Уравнения (1454a и б) справедливы для $p > 1$. У турбогенераторов значения λ по соображениям обеспече-

ния необходимой прочности значительно больше и составляют от одного до четырех. Из сравнения (1454a и б) следует, что асинхронные машины, особенно высокооборотные, имеют значительно большую относительную длину, чем синхронные (табл. 52).

Для лучшего охлаждения активную сталь подразделяют по длине на отдельные пакеты, предусматривая между ними вентиляционные каналы. Существовавшее раньше мнение о том, что нагрев машины можно значительно уменьшить, предусматривая большое число вентиляционных каналов, не получило общего признания. Наиболее употребительная ширина пакета составляет от 8 до 4 см. При длине активной стали до 20 см, как правило, вентиляционные каналы не предусматриваются, до 25 см — выполняется один канал, и до 30 см — два канала. При еще большей длине стали подразделение производится в соответствии со средней длиной пакета, равной приблизительно 6 см. Ширина вентиляционных каналов равна, как правило, 1 см. Нередко, однако, даже очень длинные машины с успехом выполнялись вообще без радиальных вентиляционных каналов. В этих случаях машины имели аксиальное охлаждение и продольные каналы.

γ) Воздушный зазор

Величина воздушного зазора между статором и ротором играет важную роль для работы машины. При малой величине воздушного зазора (в радиальном направлении) требуется лишь небольшая намагничивающая сила, благодаря чему уменьшаются потери обмотки возбуждения. У машин, которые потребляют намагничивающий ток из сети, коэффициент мощности повышается. При уменьшении воздушного зазора добавочные потери возрастают.

Несмотря на важное значение воздушного зазора, его величина до сих пор определяется с помощью эмпирических формул. Для асинхронных машин мощностью до 250 квт величина воздушного зазора нормализована правилами VDE. Для нормализованных, а также для более крупных ненормализованных машин справедливы следующие эмпирические формулы:

$$\text{при } p = 1 \quad \delta \approx 10^{-4} + 2,25 \cdot 10^{-6} \sqrt[3]{P_N} [м]; \quad (1455a)$$

$$\text{при } p \geq 2 \quad \delta \approx 10^{-4} + 1,45 \cdot 10^{-6} \sqrt[3]{P_N} [м]. \quad (1455б)$$

Наименьшая выполнимая величина составляет приблизительно 0,2 мм. По механическим причинам величина воздушного зазора должна быть не меньше 0,001D. Уравнения (1455a и б) показывают, что при заданном числе полюсов величина воздушного зазора находится в определенном соотношении с диаметром расточки статора, так как при постоянном удельном окружном усилии мощности пропорциональна третьей степени диаметра. В действительности удельное окружное усилие повышается с увеличением диаметра, причем приближенно справедливой (при $a = 0$ и $b = \text{const}$) является зависимость $\sigma \sim D^{1/4}$. Для номинальной мощности по (1448)

$$P_n \sim \sigma D^2 l n \sim D^{13/4} \lambda / p^2.$$

При этом величина воздушного зазора будет составлять по (1455a и б):

$$\delta = \alpha + \beta D^{13/12} \lambda^{1/3} / p^{2/3}, \quad (1456)$$

где α и β — постоянные величины. Если не учитывать постоянную α , которая определяет нижний предел, величина воздушного зазора при заданном числе полюсов увеличивается несколько в большей степени, чем линейно с диаметром, причем справедлива пропорция $\delta \sim D^{13/12}$.

При заданном диаметре величина воздушного зазора зависит от числа полюсов и относительной величины λ . У малых машин часто $l = \text{const}$, т. е. $\lambda \sim p$, и при этом $\delta \sim p^{-1/3}$. Для крупных машин λ определяется по (1454б), и величина их воздушного зазора $\delta \sim p^{-5/9}$. Если при том же диаметре выбрать втрое большее число полюсов, то в первом случае ($l = \text{const}$) величина воздушного зазора будет равна $\delta = 0,69\delta_1$, а во втором случае $\delta = 0,54\delta_1$, где δ_1 — первоначальная величина.

Для машин постоянного тока и синхронных машин величина воздушного зазора определяется по полюсному делению и отношению A/B_L . Для воздушного зазора под серединой полюса справедливо

$$\delta_0 = \gamma \tau A / B_L \cdot 10^{-6} \text{ [м]}, \quad (1457)$$

где постоянная γ имеет следующие значения:

для машин постоянного тока без компенсационной обмотки	0,36
для машин постоянного тока с компенсационной обмоткой	0,27
» синхронных машин с явно выраженными полюсами и постоянным воздушным зазором (рис. 86, а)	0,7
для синхронных машин с явно выраженными полюсами и воздушным зазором по рис. 86, б и в	0,45
для турбогенераторов	0,25

Уравнение (1457) теоретически обосновано ограничением искажения поля поперечным полем якоря. Величина $\tau A / \delta_0$ представляет в некотором масштабе поперечное поле якоря (B_q). Из (1457) следует, что $B_q / B_L = 1 / \gamma = \text{const}$. Рихтер рассчитал γ и получил вышеприведенные значения. Однако ввиду насыщения стали этот расчет довольно приближенный, так что постоянную γ лучше рассматривать как эмпирический коэффициент.

Если необходимо выразить величину воздушного зазора в зависимости от диаметра и числа полюсов, то получим:

$$\delta_0 \sim \frac{D}{p} \cdot \frac{A}{B_L}. \quad (1458a)$$

В машинах постоянного тока как индукция, так и линейная токовая нагрузка возрастают приблизительно в равной мере. Для них $A/B_L = \text{const}$ и

$$\delta_0 \sim D/p. \quad (1458б)$$

У синхронных машин с увеличением диаметра линейная токовая нагрузка возрастает значительно быстрее, чем индукция. На основании практического опыта можно принять $A/B_L \sim D^{0,1+0,25}$; при этом

$$\delta_0 \sim D^{1,1+1,25}/p. \quad (1458в)$$

Величина воздушного зазора синхронных машин значительно больше зависит от диаметра и числа полюсов, чем у асинхронных машин.

б) Наружный диаметр машин переменного тока

Наружный диаметр пакета активной стали статора определяется по диаметру его расточки плюс удвоенная величина высоты ярма и зубца:

$$D_a = D + 2(h_j + h). \quad (1459)$$

Высота ярма (h_j) устанавливается по отношению индукций в воздушном зазоре (B_L) и в ярме (B_j), отношению идеальной

длины активной стали к действительной $\kappa = l_i / k_{Fe} l$, а также отношению потоков в ярме и в воздушном зазоре $\xi = 2\Phi_j / \Phi_L$ (при синусоидальном характере распределения индукции в зазоре):

$$h_j = \frac{\xi \kappa \tau}{\pi} \cdot \frac{B_L}{B_j} = \frac{\xi \kappa D}{2p} \cdot \frac{B_L}{B_j}. \quad (1460)$$

Уравнение (1460) выражает известную зависимость между индукцией воздушного зазора и ярма [см. (459)], дополненную отношением ξ . Это дополнение необходимо потому, что удвоенный поток ярма не равен потоку воздушного зазора, как мы принимали раньше; он отличается от последнего на величину потока пазового

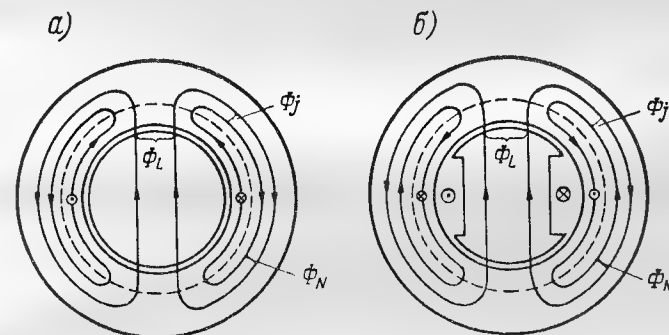


Рис. 383. Поток воздуха (Φ_L), пазового рассеяния (Φ_N) и ярма (Φ_j) машины, возбуждаемой со стороны статора (а) и со стороны ротора (б).

рассеяния. На рис. 383, а показаны эти потоки для машины с возбуждением со стороны статора, а на рис. 383, б — для машины с возбуждением со стороны ротора. В первом случае

$$\xi = \frac{\Phi_L + 2\Phi_N}{\Phi_L} \approx 1 + J_b X_{\sigma N} / U, \quad (1461)$$

а во втором случае

$$\xi = \frac{\Phi_L - 2\Phi_N}{\Phi_L} \approx 1 - J_b X_{\sigma N} / U, \quad (1462)$$

где J_b — реактивный ток статора. Первому случаю соответствует асинхронная машина, а второму — синхронная. У асинхронных машин уже на холостом ходу $\xi > 1$, а именно $\xi = 1 + \sigma_N$. При повышении нагрузки ξ несколько возрастает, но не больше чем вдвое. У синхронных машин на холостом ходу $\xi = 1$, и при нагрузке она уменьшается.

Высоту зубца или глубину паза h определяем по пазовому пространству. Если обозначить через $\alpha = a/\tau_z$ (см. рис. 156)

относительную долю пазов в окружности якоря, то наибольшая величина индукции головок зубцов

$$B_{Z \max} = \frac{\tau_z}{c} \kappa \zeta B_L = \frac{\kappa \zeta}{1 - \alpha} B_L. \quad (1463)$$

Если далее введем величину коэффициента заполнения паза медью k_{Cu} (отношение сечения меди всех пазовых проводников к сечению паза), а также плотность тока S (а/м²) и линейную токовую нагрузку A (а/м), то сечение меди

$$Q_{Cu} = \alpha \pi D k_{Cu} h = \frac{\pi D A}{S} [м^2]. \quad (1464)$$

Согласно (1463) и (1464) высота паза h (м)

$$h = \frac{A}{S \alpha k_{Cu}} = \frac{A}{S k_{Cu} (1 - \kappa \zeta B_L / B_{Z \max})}. \quad (1465)$$

Наружный диаметр будет при этом равен

$$D_a = D \left(1 + \frac{\zeta \kappa B_L}{p B_f} \right) + \frac{A}{50 S k_{Cu} (1 - \kappa \zeta B_L / B_{Z \max})}. \quad (1466)$$

Входящие в (1466) величины имеют для асинхронных машин с протяжной вентиляцией следующие значения $A = 2 \cdot 10^4 \div 5 \cdot 10^4$ а/м; $S = 3 \cdot 10^6 \div 6 \cdot 10^6$ а/м²; $\kappa = 1,15$; $B_L / B_{Z \max} \approx 0,4$; $B_L / B_f \approx 0,6$, $\zeta \approx 1,05$; значения k_{Cu} следующие:

0,36 — для низкого напряжения и круглых проводников;
0,50 — для низкого напряжения и прямоугольных проводников;

0,30 — для высокого напряжения и круглых проводников;
0,40 — для высокого напряжения и прямоугольных проводников.

Для средних низковольтных машин с $A = 3 \cdot 10^4$, $S = 4,5 \cdot 10^6$ и $k_{Cu} = 0,4$, а также для крупных высоковольтных машин с $A = 4 \cdot 10^4$, $S = 3 \cdot 10^6$ и $k_{Cu} = 0,4$ наружный диаметр

$$D_a = D (1 + 0,725/p) + 0,07 \text{ или } 0,13 \text{ м.} \quad (1466a)$$

Для синхронных машин с $S = 0,95$ аналогичным путем получаем

$$D_a = D (1 + 0,66/p) + 0,06 \text{ или } 0,12 \text{ м.} \quad (1466b)$$

Из сравнения (1466a) с (1466b) следует, что отношение диаметра расточки статора к наружному диаметру у синхронных машин больше, чем у асинхронных.

Отношение D/D_a при $D = 0,3 \div 0,75$ м было рассчитано для различных чисел полюсов по (1466a); результаты этого расчета приведены в табл. 53. Там же даны значения, установленные путем измерений. Для машин с наружным охлаждением получаются такие же отношения диаметров D/D_a , как и для машин с протяжной вентиляцией. Высота спинки h_f , напротив, меньше, а высота зуба h больше, чем у машин с протяжной вентиляцией.

Отношение диаметра расточек к наружному диаметру статора асинхронных машин

$p =$	1	2	3	4
По (1466a)	0,52	0,635	0,685	0,73
По данным измерений	0,56	0,63	0,70	0,72

в) Определение мощности для заданной серии машин

Если задана серия машин с определенными наружными диаметрами и необходимо найти мощности этих машин при различных числах полюсов, то в первую очередь следует с помощью (1466) определить диаметры расточки статоров по принятым для B_L , A и S значениям. Так как коэффициент заполнения k_{Cu} при высоком напряжении меньше, чем при низком, то в первом случае получается меньший диаметр расточки, чем во втором.

Ввиду более плохого отвода тепла от обмотки (большая толщина изоляции), для машин высокого напряжения должны выбираться меньшие значения A и S , чем для машин низкого напряжения. По этим двум причинам машины высокого напряжения развивают при одинаковом наружном диаметре и такой же длине активной стали меньшую мощность, чем машины низкого напряжения. У крупных машин ($D > 1$ м) разница диаметров расточек машин обеих конструкций незначительна, и по технологическим соображениям для них выбираются одинаковые диаметры расточки. Толщина изоляции обмоток отличается по механическим причинам также незначительно, и потому для обеих машин можно принимать одинаковые значения A и S . Мощность, развиваемая крупными машинами с одинаковыми наружными диаметрами, практически не зависит от напряжения.

Если в случае машин средней величины, которые изготавливаются как для низкого, так и для высокого напряжения, по технологическим соображениям желательно применять только один диаметр расточки, то при высоком напряжении необходимо уменьшить линейную токовую нагрузку A , а вместе с тем и мощность, чтобы

$$\frac{A}{S k_{Cu}} = \text{const.} \quad (1467)$$

При сохранении одной и той же плотности тока имеет место следующее уменьшение мощности:

$$\frac{P_h}{P_n} = \frac{A_h}{A_n} = \frac{k_{Cu, h}}{k_{Cu, n}}, \quad (1468)$$

причем индекс h относится к величинам при высоком напряжении, а индекс n — при низком напряжении. Уравнение (1468) учитывает одновременно пониженную теплоотдачу. При напряжении от 3 до 6 kB получим мощность, равную в среднем лишь 0,4/0,5 = 0,8-кратной мощности при низком напряжении.

Строго говоря, при уменьшении линейной токовой нагрузки, с учетом пускового тока и момента, следует уменьшить также и индукцию. Практически, однако, это не требуется, так как у машин высокого напряжения рассеяние, ввиду того, что у них число пазов меньше, а лобовые части катушек более длинные, имеют большую величину, чем у машин низкого напряжения, и такие пусковые параметры требуются редко.

Если известны величины B_1 и A , то по (1497) можно определить среднее удельное окружное усилие

$$\sigma = \frac{\xi_1}{\sqrt{2}} AB_1 [\text{см} \cdot \text{сек}/\text{м}^3], \quad (1469)$$

по которому с учетом диаметра расточки D и идеальной длины якоря l_i (м) определяется внутренняя кажущаяся мощность

$$P_{st} = \pi^2 \sigma n D^2 l_i [\text{kva}] \quad (1470)$$

и номинальная мощность машины

$$P_n = \frac{U}{E} \eta \cos \varphi P_{st}. \quad (1471)$$

ξ_1 в (1469) является обмоточным коэффициентом статорной обмотки. Для обычных трехфазных обмоток он составляет $\xi_1 = 3/\pi$.

ξ) Проектирование новой серии машин

При проектировании новой серии машин задается таблица мощностей. Шаг мощности для малых (до 1,1 kB) и средних (до 40 kB) электродвигателей предписывается нормами VDE. Для первых принят ряд R5 с шагом $\sqrt[5]{10} \approx 1,6$, а для вторых — ряд R7 с шагом $\sqrt[7]{10} \approx 1,4$. Для более крупных машин берется ряд R9 с шагом 1,3. Каждому диаметру, как правило, соответствует несколько различных величин длины активной стали. Чем меньше объем производства (число изготавливаемых машин), тем экономичнее иметь несколько величин длины стали, так как благодаря этому уменьшается число диаметров.

Бобек (Bobek) [300] рекомендует при мощностях до 100 kB ($p = 2$) иметь две длины активной стали, а при больших мощностях — три различные длины. Однако он исходит из опыта, накопленного на большом заводе, и возможно, что на меньших заводах эта граница будет приходиться уже на 50 kB . Для мощностей свыше 500 kB можно выбирать даже четыре различные длины стали. Если обозначим через k шаг мощности и через Z

число величин длины активной стали, то будут справедливы следующие пропорциональности (при $l = l_i$):

$$P \sim D^{2l}; \quad (1472a)$$

$$kP \sim kD^{2l}; \quad (1472b)$$

$$k^{s-1}P \sim k^{Z-1}D^{2l}. \quad (1472в)$$

При изменении диаметра с D на D_1 и при сохранении прежней величины $\lambda = l/\tau$ первая длина активной стали будет составлять $l_1 = lD_1/D$. Электрическая и магнитная нагрузки (A и B_L) будут, как правило, иметь при одном и том же диаметре и различных значениях длины одинаковые величины. При изменении диаметра, напротив, в большинстве случаев допустимо повышение этих нагрузок, так что удельное окружное усилие и использование машины увеличиваются на γ -кратную величину. Мощность машины с новым диаметром D_1 и длиной активной стали l_1 будет составлять

$$k^Z P \sim \gamma D_1^{2l_1} = \gamma l D_1^3/D. \quad (1473)$$

Если поделить уравнение (1473) на уравнение (1472a), то получим:

$$k^Z = \gamma (D_1/D)^3,$$

откуда

$$D_1 = D \sqrt[3]{k^Z/\gamma}. \quad (1474)$$

Приблизительно в таком же соотношении находятся и наружные диаметры. Для малых и средних асинхронных машин $\gamma \approx \approx (D_1/D)^{1/4}$; при этом

$$D_1 \approx D k^{4Z/13}.$$

Шаг мощности k и отношение наибольшей длины активной стали к наименьшей $v = l_{\max}/l_{\min}$ находятся в определенном соотношении друг с другом. Из (1472a и в) получаем:

$$v = k^{Z-1} \text{ и } Z = \frac{\ln v}{\ln k} + 1; \quad (1475)$$

здесь $k = 1,27$ соответствует значениям $v = 2$ и $Z = 4$; $Z = 3$ соответствует $v = 1,6$. Величина $v = 2$ еще соответствует практически выполнимым машинам. При этом на практике могут также применяться четыре длины активной стали. При $Z = 3$, $k = 1,3$ и $\gamma = 1,06$ шаг диаметра будет составлять по (1474) $D_1/D = 1,27$.

Для того чтобы уменьшить число различных корпусов, листы активной стали одной модели выполняются, как правило, для разных чисел полюсов с одним и тем же наружным диаметром. Однако диаметр расточки при разных числах полюсов в большинстве случаев будет неодинаковым. Обычно двух-, четырех- и шестиполюсные листы имеют разные диаметры расточки. Листы для машин

с числом полюсов от восьми до шестнадцати имеют либо индивидуальные, либо, частично, общие диаметры расточек.

Число диаметров малых машин стремятся ограничить и сделать их равными диаметру шестиполюсной машины. Установить какое-либо правило здесь невозможно. При числе полюсов свыше шестнадцати обычно выдерживается один и тот же диаметр расточки. Выигрыш за счет высоты ярма при таких числах полюсов невелик, но зато увеличивается возможность применения одних и тех же штампов и одинаковых роторов. В особенности при наружных диаметрах свыше 1 м желательнее уменьшить число дорогих штампов для вырубки сегментов, поэтому часто начиная с $2p \geq 12$ машины выполняются с одинаковыми диаметрами расточки статора.

Длина активной стали электрических машин при одном и том же корпусе и различных числах полюсов также будет различной. Для двухполюсных машин ввиду большого объема пространства лобовых частей катушек выбирается меньшая длина активной стали, чем для машин с $p > 3$. В низковольтной четырехполюсной машине при определенных условиях еще можно применить длину активной стали шестиполюсной машины, в то время как в машинах высокого напряжения длина стали должна быть меньше. При $p = 3$, как правило, можно сохранить ту же длину активной стали как в конструкциях низкого, так и высокого напряжения. Верхний экономический предел для машин низкого напряжения равен приблизительно 500 квт. Нижний предел для напряжения 3 кв равен примерно 80 квт, а для 6 кв — примерно 200 квт.

Так как пространство, необходимое для лобовых частей катушек, с возрастанием числа полюсов уменьшается, то в машинах одной и той же модели для большего числа полюсов можно выбрать большую длину активной стали. Однако с точки зрения обеспечения экономичности необходимо как раз обратное, т. е. при меньшем числе полюсов большая длина активной стали. Если одна и та же модель изготавливается с разным числом полюсов, то оптимальный выбор размеров достигается только при среднем числе полюсов. При меньшем числе полюсов λ будет слишком мала, а при большем числе полюсов — слишком велика. На практике это затруднение часто разрешается путем подбора для одного наружного диаметра нескольких величин длины активной стали, из которых, однако, для каждого числа полюсов применяются лишь некоторые определенные величины. Если, например, имеются пять величин длины стали, то для $p > 6$ применяется только первая, вторая и третья, а для $p = 1$ только третья, четвертая и пятая.

Отношение мощностей при различных числах полюсов, но при одинаковом диаметре и одинаковой длине активной стали теоретически обратно пропорционально отношению чисел полюсов. Однако практически это соотношение, особенно в диапазоне от $p = 1$ до $p = 4$, нарушается. При больших числах полюсов охлаждение ухудшается, а коэффициент полезного действия и коэф-

фициент мощности понижаются. Поэтому номинальную мощность следует понижать больше, чем это требовалось бы исходя из отношения чисел полюсов. В противоположность этому, если при неизменном наружном диаметре диаметр расточки статора будет с увеличением числа полюсов возрастать, то длина активной стали при увеличении p также, как правило, увеличивается. Отношение мощностей модели с протяжной вентиляцией при $p = 1, 2, 3$ и 4 составляет приблизительно $1,1 : 1 : 0,8 : 0,62$, т. е. мощность уменьшается в меньшей степени, чем скорость вращения.

б) Серия машин

Под с е р и е й понимается ряд машин, схожих между собой как по электрическому, так и по механическому исполнению. Это сходство между отдельными машинами распространяется на все важные конструктивные элементы и их взаимодействие. Таким образом, различие между отдельными машинами одной серии должно ограничиваться только их величиной, а иными словами, их мощностью. Такая серия машин обладает определенными свойствами, которые были в свое время сформулированы Видмаром (Vidmar) [303]. Мы остановимся на этих свойствах, расширим их и покажем, как с их помощью можно решать некоторые практические проблемы [304].

Оказывается, что электрические и механические характеристики отдельных машин серии изменяются по определенным законам в зависимости от мощности. Эти законы выдерживаются тем точнее, чем меньший диапазон мощности охватывает серия. В сериях с широким диапазоном мощности бывают отклонения в их начале и конце, которые вызываются специфичными свойствами малых и, соответственно, крупных машин. Знание законов, по которым изменяются различные характеристики машин, имеет большое практическое значение. Оно позволяет оценить тот или иной характеризующий параметр для всей серии, если он известен только для одной машины. Кроме того, оно обеспечивает возможность известного контроля за различными машинами и позволяет судить, имеет ли тот или иной параметр отклонение от нормальной величины или нет.

Исходной точкой для нашего исследования является предположение, что магнитная индукция и плотность тока машин всей серии остаются неизменными и что суммарное сечение проводников возрастает квадратично с увеличением линейных размеров. Эти три предположения на практике, конечно, никогда строго не выдерживаются, и в особенности это относится к суммарному сечению проводников и плотности тока. Эти две величины имеют при повышении мощности тенденцию к уменьшению, причем плотность тока уменьшается в своем абсолютном значении, а сечение проводников — в относительном значении, т. е. в отношении к прочим геометрическим размерам машин. Однако для относительно

небольшого диапазона мощностей эти три предположения могут считаться достаточно верными. Исходя из них, как магнитный поток, так и намагничивающая сила обмоток будут квадратично возрастать с увеличением размеров. Так как мощность машины пропорциональна произведению намагничивающей силы на поток, она увеличивается пропорционально четвертой степени линейных размеров. Следовательно, можно записать $P \sim L^4$ или $L \sim P^{1/4}$, если через L обозначить размеры, а через P — относительное изменение мощности. Если, например, мощность увеличивается вдвое, то размеры машины возрастут в $\sqrt[4]{2} = 1,19$ раза. Вес машины G увеличивается пропорционально третьей степени ее линейных размеров, т. е. $G \sim P^{3/4}$. Значит, при удвоении мощности вес увеличивается в $2^{3/4} = 1,68$ раза. Относительный вес на единицу мощности, однако, убывает, а именно $g = G/P \sim P^{-1/4}$. При увеличении мощности вдвое относительный вес уменьшится до 0,84-кратной величины.

С достаточной точностью можно предположить, что стоимость машины пропорциональна ее весу, так что для нее справедлив тот же закон, что и для веса. Следовательно, стоимость машины возрастает в степени $3/4$, в то время как стоимость из расчета на единицу мощности уменьшается в степени $1/4$. Таким образом, крупные машины относительно дешевле и легче малых машин.

Потери машины пропорциональны квадрату плотности тока или индукции, а также весу меди или стали. При постоянной плотности тока и индукции потери пропорциональны весу машины, т. е. $V \sim P^{3/4}$, или — в отношении к единице мощности — $v = V/P \sim P^{-1/4}$. Эта пропорциональность справедлива как для суммарных потерь, так и раздельно для потерь в стали и в меди. Отклонение дают только механические и вентиляционные потери. Коэффициент полезного действия крупных машин всегда выше, чем у малых, — это обстоятельство получило отражение в официальных нормах.

По такому же закону, как и потери, изменяется падение активного напряжения и скольжение. Обе эти величины пропорциональны $P^{-1/4}$. Напряжение короткого замыкания подчиняется тому же закону. Однако последняя величина ввиду установленных нормами величин токов короткого замыкания удерживается, как правило, на определенном уровне, для чего приходится допускать изменения конструкции и отклонения от законов подобия серии. Поэтому закономерное изменение данной величины в соответствии с приведенными положениями не может наблюдаться на практике.

При расширении серии машин в обоих направлениях отклонения в их конструкции от законов подобия увеличиваются; они обуславливаются различными затруднениями. В случае малых машин затруднения вызываются тем, что падение напряжения

и ток холостого хода в относительных единицах одновременно возрастают и их можно выдержать в допустимых пределах только путем увеличения размеров. Поэтому размеры малых машин уменьшаются в меньшей степени, чем пропорционально $P^{1/4}$. Особенно это заметно в области микромашин. В результате изменения размеров нарушаются также и законы пропорциональности, установленные для других параметров.

В случае крупных машин затруднения возникают из-за нагрева. Потери в меди и в стали пропорциональны ее весу $V \sim G \sim P^{3/4}$, а охлаждающая поверхность $O \sim P^{1/2}$. Равновесие между образующимся и отводимым теплом нарушается, поэтому в крупных машинах следует либо допускать более высокие температуры, либо применять более интенсивное охлаждение. Однако ввиду того, что для температуры предписаны определенные нормы, в крупных машинах требуется усиленное охлаждение. Изменение охлаждения неизбежно влечет за собой нарушение законов подобия. Необходимость усиления охлаждения при повышении мощности наглядно подтверждается на практике. Малые машины (номинальной мощностью менее 1 *квт*) обычно выполняются без вентиляторов, а крупные машины изготавливаются, как правило, с усиленной вентиляцией.

В случае охлаждения за счет радиации, которое имеет место в закрытых или очень малых машинах без вентиляторов, превышение температуры всей серии будет увеличиваться с повышением мощности, причем $\theta = V/O \sim P^{1/4}$. Дальнейшее расширение серии в сторону превышения мощности приходится прекращать, когда превышение температуры начинает превосходить допустимую величину.

При охлаждении за счет конвекции условия несколько сложнее. В этом случае отводимое тепло зависит не только от площади охлаждающих поверхностей, но и от скорости воздуха (v). В грубом приближении коэффициент теплоотдачи $\alpha \sim v^{3/4}$. Теоретически скорость воздуха пропорциональна квадратному корню из давления, развиваемого вентилятором, т. е. линейным размерам машины или $P^{1/4}$. Из-за этого отведенное тепло будет пропорционально величине $\alpha O \sim P^{3/16} \cdot P^{1/2} = P^{11/16}$. Превышение температуры возрастает пропорционально $P^{3/4}/P^{11/16} = P^{1/16}$. Следовательно, здесь температура увеличивается меньше, чем при охлаждении радиацией, тем не менее она все же повышается. Поэтому приходится отступать от законов подобия серии и, в частности, увеличивать охлаждающую поверхность за счет большего подразделения обмотки и пакетов стали, а также повышать производительность вентилятора. Далее характерно, что производительность вентилятора увеличивается и помимо этого, т. е. когда просто выдерживаются законы подобия. Эта производительность пропорциональна произведению давления воздуха на его количество.

Значения показателей степени (m), характеризующей изменение мощности (P), в зависимости от заданных параметров серии машин при неизменной скорости вращения

Параметры	Выражение	$A \sim L$	$A \sim \sqrt{L}$	$A = \text{const}$
Линейные размеры (габаритные)	L	$P^{1/4}$	$P^{2/7}$	$P^{1/3}$
Вес	$G \sim L^3$	$P^{3/4}$	$P^{6/7}$	P^1
Относительный вес	$g = G/P$	$P^{-1/4}$	$P^{-1/7}$	$P^0 (\text{const})$
Вес меди	$G_{\text{Cu}} \sim AP$	$P^{3/4}$	$P^{5/7}$	$P^{3/2}$
Стоимость	Pr	$P^{3/4}$	$P^{5/7}$	$P^{2/3}$
Удельная стоимость	$pr = Pr/P$	$P^{-1/4}$	$P^{-1/7}$	$P^0 (\text{const})$
Потери	$V \sim G_{\text{Cu}}$	$P^{3/4}$	$P^{5/7}$	$P^{2/3}$
Потери (относительные)	$v = V/P$	$P^{-1/4}$	$P^{-2/7}$	$P^{-1/3}$
Маховой момент	GD^2	$P^{5/4}$	$P^{10/7}$	$P^{5/3}$
Маховой момент на единицу мощности	GD^2/P	$P^{1/4}$	$P^{3/7}$	$P^{2/3}$
Продолжительность пуска	$T_a \sim GD^2/P$	$P^{1/4}$	$P^{3/7}$	$P^{2/3}$
Нагрев обмоток при пуске	$\theta_a \sim GD^2/G_{\text{Cu}}$	$P^{1/2}$	$P^{5/7}$	P^1
Частота включений	$Z \sim V/GD^2$	$P^{-1/2}$	$P^{-5/7}$	P^{-1}
Скольжение	$S \sim V/P$	$P^{-1/4}$	$P^{-2/7}$	$P^{-1/3}$
Ток холостого хода (относительный)	$J_0/J_n \sim B_1/A$	$P^{-1/4}$	$P^{-1/7}$	$P^0 (\text{const})$
Нагрев закрытой машины	$\theta \sim V/O$	$P^{1/4}$	$P^{3/56}$	$P^0 (\text{const})$
Нагрев вентилируемой машины	$\theta \sim V/\alpha O$	$P^{1/16}$	$P^{-1/14}$	$P^{-1/4}$
Расход мощности на вентиляцию	P_L	$P^{5/4}$	$P^{10/7}$	$P^{5/3}$
Скорость воздуха	$v \sim L$	$P^{1/4}$	$P^{2/7}$	$P^{1/3}$
Расход воздуха	$K \sim L^2 v$	$P^{3/4}$	$P^{6/7}$	P^1
Давление воздуха	$p \sim L^2$	$P^{1/2}$	$P^{4/7}$	$P^{2/3}$
Площадь охлаждаемой поверхности	$O \sim L^2$	$P^{1/2}$	$P^{4/7}$	$P^{2/3}$

Постоянная времени холостого хода определяется из выражения

$$T_0 = T_E = \frac{W_E I_E \Phi_E}{V_E}.$$

Для потока при $A \sim L^{1/2} \sim P^{1/7}$ и $B = \text{const}$ имеем: $\Phi_E \sim BL^2 \sim P^{4/7}$. Для полного намагничивающего тока $W_E I_E \sim \delta B \sim DA/B \sim P^{3/7}$; для потерь $V_E \sim P^{5/7}$; отсюда получаем:

$$T_0 = T_E \sim P^{2/7}.$$

Следовательно, вентиляционные потери, в противоположность всем другим потерям, увеличиваются с повышением мощности. Для коэффициента полезного действия машины невозможно установить какую-либо простую взаимозависимость с мощностью. Коэффициент полезного действия малых машин с относительно небольшими вентиляционными потерями повышается соответственно уменьшению остальных потерь ($V \sim P^{3/4}$). У крупных машин коэффициент полезного действия также увеличивается с мощностью, однако значительно медленнее, чем у малых машин, что объясняется влиянием относительно больших вентиляционных потерь.

Выведенные таким путем зависимости приведены в табл. 54. В таком виде они были впервые опубликованы Видмаром. Из трех предположений, которые были положены в основу расчета серии, более или менее выполняется лишь первое, а именно постоянство индукции. Менее верным является предположение о постоянной плотности тока, и еще в меньшей степени выполняется предположение о суммарном сечении проводников. Если, например, суммарное сечение проводников увеличивается пропорционально квадрату линейных размеров машины, то линейная токовая нагрузка будет $A \sim L^2 S/L \sim L$, т. е. она также должна возрастать с линейными размерами. Однако на практике это не соответствует действительности. У малых машин $A \sim \sqrt{L}$, а у крупных или закрытых машин $A = \text{const}$. Для этих двух случаев свойства серии приведены в колонках 2 и 3 табл. 54. Из возникающих вследствие этого отклонений рассмотрим несколько подробнее только нагрев.

В машинах с протяжной вентиляцией нагрев согласно табл. 54 остается неизменным или даже уменьшается в зависимости от величины линейной токовой нагрузки. В действительности нагрев увеличивается при постоянной плотности тока с повышением мощности машины. Для того чтобы сохранить неизменный нагрев, плотность тока в крупных машинах уменьшают. Это объясняется увеличивающимся внутренним перепадом температуры, который в нашем исследовании не учитывался. Установить какую-либо закономерность для воздушных и тепловых сопротивлений, как правило, очень трудно. Поэтому приведенные в табл. 54 зависимости для нагрева и охлаждения следует рассматривать как весьма приближенные.

При рассмотрении переходных явлений большое значение имеют величины постоянных времени и индуктивных сопротивлений. Большая часть индуктивных сопротивлений, особенно переходное, как у генераторов, так и двигателей нормированы, т. е. их значения в связи с различными требованиями предписаны заранее. Поэтому для них нельзя применить законы возрастающей мощности. Значения индуктивных сопротивлений изменяются приближенно по закону $P^{-2/7}$ или $P^{-1/3}$.

Для постоянной времени якорной обмотки действительно уравнение (1059). При неизменной скорости вращения и числе полюсов имеем:

$$T_A \sim 1/r_A \sim p^{2/7}.$$

Обе постоянные времени изменяются по одному и тому же закону.

Механическая постоянная времени, или время разгона до полной скорости вращения, при приложении номинального момента, определяемая по табл. 54 для быстроходных машин, не соответствует фактической постоянной времени для выполненных машин — с целью уменьшения механических напряжений в конструктивных элементах механическая постоянная времени снижается. Так, например, для короткозамкнутых двигателей мощностью от 300 до 5000 *квт* при 3000 *об/мин* постоянная времени $T_j \approx P^{0,291}$ в то время, как по табл. 54 $T_j \sim P^{0,43-0,67}$.

Интересно сравнение значений величин, приведенных в табл. 54, со значениями, полученными на практике. Исследованию подвергали ряды четырех- и шестиполюсных машин с протяжной вентиляцией в зависимости от изменения вращающего момента. При этом было положено: для роста индукции $B \sim M^{0,06}$, для роста линейной нагрузки $A \sim M^{0,126}$ в то время, как на основании табл. 54 имеем $B \sim P^0$ и $A \sim \sqrt{L} \sim P^{0,143}$ или $A = \text{const} \sim P^0$.

Так как табл. 54 действительна для неизменной скорости вращения, то изменение мощности идентично изменению момента и показатели степени у одних и тех же величин можно сравнивать между собой; это сравнение приведено в табл. 55.

Таблица 55

Практические и теоретические значения P

Наименование	Практические значения показателя степени P	Теоретические значения показателя степени P
Вес G	0,77	0,77 до 1,00
Размеры L	0,33	0,25 » 0,33
Мощность возбуждения	0,42	0,285 » 0,33
Падение числа оборотов при нагрузке	0,40	0,285 » 0,33
Постоянная времени холостого хода	0,31	0,285 » 0,33

На ряде машин постоянного тока мощностью от 10 до 1000 *квт* были определены практические значения показателя степени P , которые сопоставлены с соответствующими теоретическими значениями (табл. 55).

Для исследования различных переходных процессов в последнее время применяются модели машин [311, 312, 313]. Эти модели

значительно (приблизительно до 10 000 раз) меньше оригиналов, но обладают такими же свойствами, как и сами машины. Чтобы достичь этого, необходимо обеспечить как можно более совершенное моделирование основных параметров. Такими параметрами при исследовании переходных процессов являются относительные сопротивления обмоток (с учетом добавочных потерь), относительные реактивные сопротивления, постоянные времени токов и постоянные времени пуска. При достаточно точном моделировании процессы протекают в истинном масштабе времени. Если в качестве модели попробовать применить машину из той же серии, то согласно табл. 54

$$r \sim P^{-2/7}; x_h \sim P^{1/7} \text{ и } T_a \sim P^{3/7}.$$

Кроме того, по (1483) для синхронной машины, у которой рассеяние в воздушном зазоре невелико,

$$\sigma \sim P^{-1/7} \text{ или } x_\sigma = \text{const}.$$

Если, например, мощность модельной машины равна 0,001 мощности оригинала, то r будет составлять 7,16, $x_h = 0,37$, $x_\sigma = 1,6$, $T = 0,37/7,16 = 0,05$ и $T_a = 0,05$ соответствующих величин рассматриваемой машины. Из этих цифр видим, что применять в качестве модели машину из той же серии нельзя. Следовательно, при моделировании необходимо отказаться от принципа подобия.

Рассмотрим кратко отклонения от подобия, которые обеспечивают хорошее моделирование. Постоянную времени пуска можно всегда повысить до правильной величины путем применения дополнительных маховых масс, так что на ней мы не будем останавливаться. Главное реактивное сопротивление повышают путем уменьшения воздушного зазора или понижения индукции в воздушном зазоре. При этом, при прочих равных условиях, повысится и реактивное сопротивление рассеяния. Однако в действительности в качестве модели выбирается машина со значительно меньшим числом полюсов. Коэффициент рассеяния машины в результате этого уменьшается в такой мере, что часто повышение главного реактивного сопротивления будет недостаточным для обеспечения желаемых значений реактивных сопротивлений рассеяния. В этом случае приходится увеличивать пазовое рассеяние путем углубления пазов. С учетом добавочных потерь при малых воздушных зазорах выбирают полузакрытые пазы.

Однако главной проблемой при моделировании является снижение активного сопротивления обмоток. Путем выбора больших пазов и увеличения размеров модели в большинстве случаев удается довести сопротивление статорной обмотки до необходимой величины. Обмотка возбуждения должна занимать еще меньший объем, вследствие чего не всегда удается снизить ее сопротивление до желаемого значения. Поэтому в цепь возбуждения часто включают генератор с последовательным возбуждением, который ведет

себя аналогично отрицательному активному сопротивлению. Этот так называемый компенсационный генератор должен иметь возможно меньшие вихревые и гистерезисные потери и быть ненасыщенным.

Прочие данные о модельных машинах можно получить из указанных литературных источников.

в) Выбор оптимальной длины машины на основании закона подобия

Рассмотрим более подробно рассеяние в серии машин. Для этой цели возьмем асинхронную машину, так как у нее все три вида рассеяния, а именно — от высших гармонических, пазовое и лобовое, выражены наиболее отчетливо [309]. При этом примем следующие предположения, которые выдерживаются на практике в большей или меньшей степени:

1) коэффициенты проводимости пазового и лобового рассеяний постоянны;

2) длина лобовых частей составляет $l_s = \kappa \tau = \pi D \kappa / 2p$;

3) длина воздушного зазора $\delta = \Delta D p^{-5/9}$ ($\Delta = \delta p^{5/7} / D \approx 0,00432 = \text{const}$);

4) число пазов пропорционально квадратному корню из диаметра и числа полюсов, т. е. $N = v \sqrt{pD}$ ($v = \pi \sqrt{D/\tau_z} \sqrt{p} = 62 \text{ м}^{-1/2} = \text{const}$).

При этом коэффициент рассеяния высших гармонических обмотки составляет:

$$\sigma_0 \approx \frac{1}{3} \left(\frac{\pi p}{N} \right)^2 = \frac{1}{3} \left(\frac{\pi p}{v \sqrt{pD}} \right)^2 = o \frac{p}{D}, \quad (1476)$$

где $o = \pi^2 / 3\beta^2$. Для обеих обмоток при скошенных пазах будет $o \approx \pi^2 / \beta^2$ ($o \approx 0,00255$ м). Коэффициент пазового рассеяния обеих обмоток

$$\sigma_N = \frac{x_{1N} + x'_{2N}}{x_1 h} = \frac{0,158 \lambda_N \cdot 100\delta'}{q_1 \cdot 1,6 \cdot 3 \xi_1^2 \tau}, \quad (1477)$$

где $\delta' \approx 1,2\delta$ — эффективная длина воздушного зазора; $\lambda_N = \lambda_{N1} + \lambda_{N2} q_1 / q_2$ — коэффициент проводимости рассеяния обеих обмоток. Если подставить в последнее уравнение значения δ и q , то

$$\sigma_N = n p^{17/18} / D^{1/2}, \quad (1477a)$$

где

$$n = \frac{15,8 \cdot 12 \cdot \Delta \cdot 1,2 \lambda_N}{4,8 \cdot \pi \xi_1^2 v} = \frac{16,7 \Delta \lambda_N}{v}. \quad (1478)$$

При $\Delta \approx 0,00432$, $\lambda_N = 5$ и $v = 62 \text{ м}^{-1/2}$ будет $n = 0,0058 \text{ м}^{1/2}$. Аналогичным путем получаем коэффициент лобового рассеяния:

$$\sigma_s = \frac{x_s}{x_{1h}} = \frac{0,158 \lambda_s l_s \cdot 100\delta'}{1,6 \cdot 3 \cdot \xi_1^2 \tau l} = s D p^{-5/9} / l, \quad (1479)$$

где

$$s = \frac{15,8 \kappa \Delta \cdot 1,2 \lambda_s}{4,8 \xi_1^2} = 4,35 \kappa \Delta \lambda_s. \quad (1480)$$

При $\lambda_s = 0,4$ и $\kappa = 2$ будет $s = 0,015$. Суммарный коэффициент рассеяния машины равен

$$\sigma = o p D^{-1} + n p^{17/18} D^{-1/2} + s D p^{-5/9} / l. \quad (1481)$$

Рассмотрим зависимость рассеяния от диаметра и числа полюсов на конкретном численном примере. При $o = 0,00255$ м, $n = 0,0058 \text{ м}^{1/2}$ и $s = 0,015$

$p=2$	$D=0,1 \text{ м}$	$l=0,08 \text{ м}$	$\sigma=0,0510+0,0345+0,0127=0,0982$;
$p=2$	$D=0,5 \text{ м}$	$l=0,4 \text{ м}$	$\sigma=0,0102+0,0165+0,0127=0,0394$;
$p=4$	$D=0,1 \text{ м}$	$l=0,08 \text{ м}$	$\sigma=0,1020+0,0650+0,0087=0,1757$;
$p=4$	$D=0,5 \text{ м}$	$l=0,4 \text{ м}$	$\sigma=0,0204+0,0310+0,0087=0,0601$.

Из сравнения результатов видно, что суммарное рассеяние с уменьшением диаметра машины сильно возрастает, причем в наибольшей мере это относится к рассеянию высших гармонических, в то время как лобовое рассеяние остается неизменным. Для того чтобы коэффициент рассеяния не упал ниже определенного значения, в крупных машинах принимаются различные меры, например увеличивается величина воздушного зазора, линейная токовая нагрузка и коэффициент пазового рассеяния. Повышение числа полюсов вызывает значительное повышение коэффициента рассеяния. По этой причине возникают трудности при изготовлении малых тихоходных машин.

Рассмотрим зависимость рассеяния от длины машины при постоянной мощности; согласно (1447) она составляет:

$$P_n = \frac{C}{p} D^x l^y. \quad (1482)$$

Показатель степени y с учетом нагрева несколько меньше 1,0 (приблизительно 0,9), в то время как показатель степени x ввиду более высокого использования крупных машин несколько больше 2,0 (от 2,2 до 2,3). Сумма этих чисел, однако, больше 3,0. При этих условиях величину C можно рассматривать как постоянную. С учетом (1482) рассеяние будет составлять:

$$\sigma = o p D^{-1} + n p^{17/18} D^{-1/2} + s p^{-5/9} \left(\frac{C}{p P_n} \right)^{\frac{1}{y}} D^{\left(\frac{x}{y} + 1 \right)}, \quad (1483)$$

причем оно зависит только от диаметра и мощности. Минимальная величина рассеяния определяется условием

$$\frac{d\sigma}{dD} = 0 = -\sigma p D^{-2} - \frac{n}{2} p^{17/18} D^{-3/2} + \left(\frac{x}{y} + 1\right) s p^{-5/9} \left(\frac{C}{p P_n}\right)^{1/y} D^{x/y}. \quad (1484)$$

Если исключить $C/p P_n$ с помощью (1482), то условием для минимума рассеяния будет:

$$\lambda_{\min \sigma} = \frac{l}{\tau} = \frac{2p}{\pi} \frac{(x/y + 1) s p^{-5/9} D}{\sigma p + 0,5 n p^{17/18} D^{1/2}}. \quad (1485)$$

Для упомянутого примера ($x = 2,3$; $y = 0,9$) был произведен расчет оптимальных значений λ по (1485), и эти значения приведены на рис. 384 в зависимости от диаметра. Рисунок показывает силь-

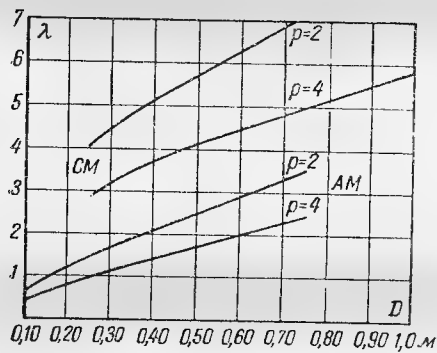


Рис. 384. Оптимальные значения отношения λ с учетом требования о минимальном рассеянии в зависимости от диаметра ротора статора.

А. М. — для асинхронных машин и С. М. — для синхронных машин.

т. е. увеличение отношения λ с возрастанием числа полюсов. При $p_2/p_1 = 2$ получим по (1486): $\lambda_1/\lambda_2 = 1,47$ и по (1487): $\lambda_1/\lambda_2 = 0,5$. Практическое требование в отношении одинаковой длины находится в противоречии с условием минимального рассеяния. Эмпирическое уравнение (14546) дает хорошее компромиссное решение. При $p_2/p_1 = 2$ получается $\lambda_1/\lambda_2 = 0,79$. Зависимость рассеяния от отношения λ не очень ярко выражена, и поэтому эмпирическое уравнение дает, как правило, вполне пригодные значения отношения λ . В общем необходимо помнить, что отношение λ для заданного числа полюсов не является постоянной величиной и что оно увеличивается с диаметром.

В синхронных машинах рассеяние высших гармонических ввиду большого воздушного зазора незначительно, и по сравнению

с другими видами рассеяния им можно пренебречь. При этом получится следующая оптимальная величина:

$$\lambda_{\min \sigma} = \frac{4s}{\pi n} \left(\frac{x}{y} + 1\right) \sqrt{\frac{D}{p}}. \quad (1488)$$

Для того чтобы облегчить сравнение с асинхронной машиной, примем одинаковые значения для n и s . Расчетные значения λ приведены на рис. 384. Отсюда видно, что синхронная машина требует больших значений λ , чем асинхронная, т. е. она должна выполняться более длинной.

Аналогичным путем можно определить также и потери машины. Труднее всего связать потери в стали с размерами машины. Поэтому приходится вводить некоторые упрощения. Объем ярма $\pi D l h_j$ пропорционален мощности машины и поэтому практически не зависит от отношения длины к диаметру. Потери в ярме можно не учитывать.

Потери в зубцах активной стали находятся в очень сложной зависимости от размеров машины. Однако с известным приближением можно принять, что эти потери пропорциональны площади ротора статора $\pi D l$ и что удельные потери v_z (вт/см^2) остаются постоянными для всей серии. Потери в зубцах равны

$$V_z = v_z \pi D l. \quad (1489a)$$

Потери в обмотке рассчитываются по произведению [см. (1499)]:

$$V_w = \pi D p A S (l + l_s) = \pi p D A S (l + \kappa \pi D / 2 p). \quad (1489b)$$

Для того чтобы определить потери в обеих обмотках, необходимо подставить сумму произведений AS для статора и для ротора. Механические потери согласно (725) равны

$$V_m = C_0 D (l + 0,6 \tau) (\pi D f / p)^2, \quad (1489b)$$

где все размеры выражены в метрах. Суммарные потери (без потерь в ярме) составляют:

$$V = \pi D \left[(\rho A S + v_z) l + \frac{\pi \kappa p A S}{2 p} \right] + C_0 \frac{\pi^2}{p^2} f^2 D^3 \left(l + \frac{0,6 \pi D}{2 p} \right). \quad (1490)$$

Если заменить l с помощью (1482), то при заданной мощности и числе полюсов потери будут зависеть только от диаметра. Продифференцировав это новое уравнение по D , получим условие для минимума потерь:

$$\frac{\partial V}{\partial D} = 0 = \pi \left[\left(\frac{P_n}{C n} \right)^{1/y} \left(1 - \frac{x}{y} \right) D^{-x/y} (\rho A S + v_z) + \frac{\kappa \pi D}{p} \right] + C_0 \frac{\pi^2}{p^2} f^2 \left[\left(\frac{P_n}{C n} \right)^{1/y} \left(3 - \frac{x}{y} \right) D^{2-x/y} + 1,2 \pi D^3 / p \right]. \quad (1491)$$

Если подставить сюда снова величину $(P_n/C n)^{1/y}$ по (1482), то получится отношение λ , при котором потери являются наименьшими:

$$\lambda_{\min V} = \frac{6,28 \kappa p A S + 23,7 C_0 f^2 D^2 / p^2}{(x/y - 1) (3,14 \rho A S + \pi v_z) - 9,86 C_0 f^2 D^2 (3 - x/y) / p^2}. \quad (1492)$$

Был произведен расчет оптимальных значений λ для $AS = 25 \cdot 10^{10} \text{ а}^2/\text{м}^3$ (статора и ротора), $C_0 = 10 \text{ вт}/\text{м}^3$, $v_z = 2000 \text{ вт}/\text{м}^2$, $\rho = 0,02 \cdot 10^{-6} \text{ ом} \cdot \text{м}$, $\kappa = 1,4$ (средняя величина для статора и ротора), $x = 2,3$ и $y = 0,9$. Полученные значения представлены на рис. 385 в зависимости от диаметра. Зависимость

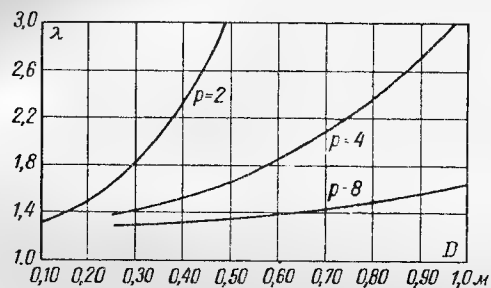


Рис. 385. Оптимальные значения отношения λ с учетом потерь в зависимости от диаметра расточки статора.

величины λ от диаметра и от числа полюсов аналогична этой зависимости при условии минимального рассеяния. Эмпирические величины λ по (1454а и б) представляют собой компромиссное решение между практическим требованием в отношении неизменной длины для всех чисел полюсов и условием минимальных потерь и минимального рассеяния. Если отказаться от требования в отношении одинаковой длины, что неизбежно для крупных машин, то быстроходные машины придется выполнять значительно более длинными, чем по (1454а и б). Однако многополюсные машины по соображениям снижения стоимости также выполняются более длинными, чем это требует оптимальная величина λ . Поэтому потери и рассеяние таких машин превышают оптимальные значения.

г) Удельное окружное усилие, магнитные и электрические нагрузки

Мы уже выразили уравнением (1448) зависимость среднего удельного окружного усилия от размеров машины. Удельное окружное усилие можно просто определить по магнитным и электрическим нагрузкам. Если m — число фаз, ω — число витков и J — ток якоря, то линейная токовая нагрузка статора

$$A = \frac{2m\omega J}{\pi D}, \quad (1493)$$

а максимальная величина индукции в воздушном зазоре

$$B_1 = \Phi \frac{\pi}{2\tau l}, \quad (1494)$$

откуда эффективная величина э. д. с. фазы

$$E = \sqrt{2} \pi f \xi \omega \Phi = \pi \sqrt{2} f \omega \xi B_1 D / p. \quad (1495)$$

Внутренняя кажущаяся мощность с током по (1493) и э. д. с. по (1495) составляет:

$$P_{si} = mEJ = \frac{\pi^2}{\sqrt{2}} \xi AB_1 D^2 l n. \quad (1496)$$

Если подставить эту величину кажущейся мощности в (1448), то среднее удельное окружное усилие

$$\sigma = \frac{\xi}{\sqrt{2}} AB_1. \quad (1497)$$

У трехфазных машин ($m = 3$) $\xi \approx 3/\pi$, и удельное окружное усилие будет составлять:

$$\sigma_{(3)} = 0,675 AB_1. \quad (1497a)$$

У однофазных машин с обмотанным на две трети статором $\xi \approx 3 \sqrt{3}/2\pi = 0,83$, и удельное окружное усилие

$$\sigma_{(1)} = 0,39 AB_1. \quad (1497б)$$

В (1497б) учитывается, что линейная нагрузка у однофазных машин равна двум третям линейной нагрузки трехфазных машин (при одинаковом объеме тока в пазу в обоих случаях). Следовательно, использование однофазных машин составляет только $\sqrt{3} \cdot 2/2 \cdot 3 = 1/\sqrt{3} = 0,58$ использования трехфазных машин.

В машинах постоянного тока обмоткой покрыта вся окружность якоря и обмоточный коэффициент $\xi = 1$. Индукция определяется не эффективной величиной $B_1/\sqrt{2}$, а средней величиной αB_L . Удельное окружное усилие для $\alpha = 0,675$ составляет:

$$\sigma_{GI} = \alpha AB_L \approx 0,675 AB_L. \quad (1497в)$$

Эта величина равна соответствующей величине для трехфазных машин. Удельное окружное усилие определяется в $\text{вт} \cdot \text{сек}/\text{м}^3$, если B подставляется в $\text{вт} \cdot \text{вб}/\text{м}^2$, а A — в $\text{а}/\text{м}$.

Удельное окружное усилие машин может определяться по (1453) с помощью постоянных a и b , которые устанавливаются эмпирическим путем. На рис. 386 показаны расчетные кривые удельного окружного усилия для умеренно используемых продуваемых машин, построенные в зависимости от диаметра расточки. Кривая КЗ справедлива для короткозамкнутых роторов, а кривая КК — для роторов с контактными кольцами. Если удельное окружное усилие известно, то величина AB вычисляется из (1497). Разложение этого произведения на множители производится с учетом пусковых свойств машины, коэффициента мощности и нагрева. Установить какое-либо общее правило для этого невозможно.

На рис. 387 приведены кривые токовой нагрузки в зависимости от диаметра расточки. Они относятся к умеренно использованным

электродвигателям с короткозамкнутым ротором и продуваемым. Кривые рассчитаны исходя из удельного окружного усилия по рис. 386 и индукции $B_1 = 0,8$ и $0,85 \text{ вб/м}^2$ для $p = 1$ и $p = 2$ или 3. Значения этих кривых следует рассматривать как ориентировочные, так как на практике они подвержены колебаниям.

Индукция в воздушном зазоре принимается равной от 0,7 до $0,9 \text{ вб/м}^2$. На практике вряд ли возможно установить какую-либо зависимость от диаметра. Лишь очень малые машины мощностью менее 1 кВт имеют индукцию ниже $0,7 \text{ вб/м}^2$. У двухполюсных машин индукция несколько ниже, чем у многополюсных машин. Электродвигатели с короткозамкнутыми роторами имеют несколько большую индукцию по сравнению с электродвигателями

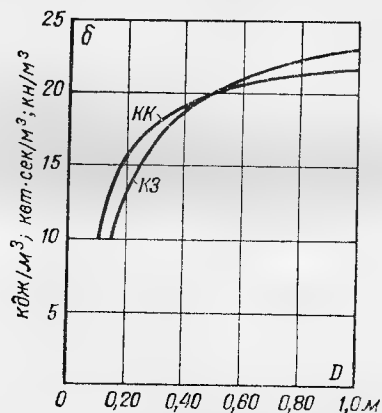


Рис. 386. Удельное окружное усилие умеренно используемых асинхронных машин в зависимости от диаметра расточки статора.

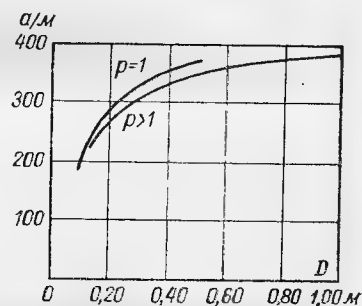


Рис. 387. Линейная токовая нагрузка умеренно используемых электродвигателей с короткозамкнутым ротором в зависимости от диаметра расточки статора.

с контактными кольцами. Однако все эти колебания относительно малы, и при проектировании серии машин расчет можно производить исходя из практически постоянной величины индукции.

В противоположность этому, линейная токовая нагрузка сильно меняется в зависимости от диаметра и составляет для вентилируемых машин от $1,5 \cdot 10^4$ до $6 \cdot 10^4 \text{ а/м}$.

Представление об изменении величины линейной токовой нагрузки вентилируемых, умеренно использованных машин дает рис. 387. Для высокоиспользованных машин невозможно дать какие-либо общие рекомендации в отношении выбора индукции и линейной токовой нагрузки. Обычно стремятся к тому, чтобы эти величины были как можно большими. Как мы видели в предыдущем параграфе, рассеяние при увеличении машины уменьшается. Поэтому для крупных машин можно выбирать большую линейную токовую нагрузку, чем для малых. Этим и объясняется повышение линейной токовой нагрузки с увеличением диаметра или мощности. Согласно практическим наблюдениям $A \sim D^{0,1-0,25}$.

Мощные машины имеют значительно большие значения линейной нагрузки. Так, например, турбогенераторы с непосредственным охлаждением водородом допускают линейную нагрузку от 1200 до 1500 а/см ($12 \cdot 10^4$ до $15 \cdot 10^4 \text{ а/м}$), а при непосредственном охлаждении водой — до 2000 а/см ($20 \cdot 10^4 \text{ а/м}$).

У закрытых машин с наружной вентиляцией удельное окружное усилие практически не зависит от размеров машины. Как индукция, так и линейная токовая нагрузка подвержены у них лишь незначительным колебаниям. Если линейную токовую нагрузку и плотность тока считать постоянными, то количество тепла, выделяемого обмоткой на 1 м^2 поверхности якоря (пропорционально AS), также постоянно.

Ввиду того, что теплоотдача с поверхности якоря на поверхность кожуха с увеличением размеров машины затрудняется, в случае крупных машин стремятся уменьшить произведение AS . Машины с наружной вентиляцией становятся с повышением мощности все менее благоприятными в сравнении с машинами с внутренней вентиляцией. По этой причине они выполняются только приблизительно до 200 кВт (при $p = 2$). При более высоких мощностях применяют другой вид охлаждения, например с встроенным воздухоохладителем.

За последние годы были предприняты попытки повысить использование машин с наружным охлаждением путем применения высоколегированной листовой стали с коэффициентом потерь $1,55 \text{ вт/кг}$.

2. НЕКОТОРЫЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ, ИСПОЛЗУЕМЫЕ В РАСЧЕТЕ

а) Произведение линейной токовой нагрузки на плотность тока (AS)

Джоулевы потери в той части обмотки, которая уложена в сталь, составляют:

$$V'_A = 2m\omega l J^2 / q = 2m\omega p l JS, \quad (1498)$$

где m — число фаз и q — сечение проводников. Если ввести линейную токовую нагрузку из (1493), то потери на 1 см^2 поверхности якоря будут:

$$\frac{V'_A}{\pi D l} = \rho AS. \quad (1499)$$

Для медной обмотки ($\rho \approx 0,02 \cdot 10^6 \text{ ом} \cdot \text{м}$) и применяемых для машин с внутренней вентиляцией значений $AS = 1 \cdot 10^{11}$ до $3 \cdot 10^{11} \text{ а}^2/\text{м}^3$ получаются удельные потери от 2000 до 6000 вт/м^2 . Значения AS от $1 \cdot 10^{11}$ до $1,5 \cdot 10^{11} \text{ а}^2/\text{м}^3$ относятся к умеренно использованным, малым и средним машинам, а значения от $1,5 \times 10^{11}$ до $3 \cdot 10^{11} \text{ а}^2/\text{м}^3$ — к крупным, быстроходным и хорошо использованным.

При неизменной интенсивности охлаждения произведение AS пропорционально нагреву обмотки. Поэтому на практике оно часто используется в качестве меры, характеризующей нагрев обмоток. Пересчет нагрева с помощью произведения AS дает для той же машины и скорости довольно точные результаты. Менее точным перерасчет становится, когда меняется окружная скорость ротора. В этом случае пытаются улучшить его результат с помощью поправочных коэффициентов.

б) Отношение индукции зазора к линейной токовой нагрузке (B_1/A)

Если предположим, что вся намагничивающая сила используется для преодоления фиктивного воздушного зазора δ'' , то можно записать $\theta_\mu = 2\delta''B_1/\mu_0 A$, где $B_1 = B_L$ подставляется в веберах на квадратный метр, а δ'' — в метрах. Ток намагничивания согласно (542) равен

$$J_\mu = \frac{\rho\delta''B_1}{\sqrt{2}\mu_0 m_1 \omega_1 \xi_1}. \quad (1500)$$

Номинальный ток будет согласно (1493) равен $J_n = \pi DA/2m_1 \omega_1$. Отношение обоих токов при этом составит:

$$\frac{J_\mu}{J_n} = \frac{\delta''B_1}{0,4\sqrt{2}\xi_1 \tau A} \cdot 10^6 \quad (1501)$$

или для трехфазного тока с $\xi_1 = 3/\pi$:

$$\frac{J_\mu}{J_n} = 1,85 \frac{\delta''B_1}{\tau A} \cdot 10^6. \quad (1501a)$$

При неизменной величине δ''/τ , что в серии аналогичных машин выполняется с большей или меньшей точностью, отношение B_1/A представляет собой меру, характеризующую относительный намагничивающий ток. Эта зависимость часто используется при расчете и перерасчете машин. Фиктивная величина воздушного зазора δ'' равна приблизительно 1,3–1,8-кратной величине действительной величины воздушного зазора δ . Кроме того, она зависит от насыщения стали, что следует учитывать при перерасчетах.

Так как намагничивающий ток и ток короткого замыкания находятся в постоянном соотношении друг с другом ($J_K \approx J_\mu/\sigma$), то отношение B_1/A одновременно является мерой для тока короткого замыкания и перегрузочной способности машины. Это, конечно, справедливо лишь до тех пор, пока общее рассеяние σ машины остается неизменным. Зависимость становится неверной, если рассеяние изменяется, например при применении глубоких пазов, изменении числа пазов или выполнении обмотки статора с иным обмоточным коэффициентом.

в) Эффективный объем пазов машины переменного тока (qz)

Под эффективным объемом пазов машины понимается объем, занятый обмоточной медью, т. е. произведение сечения проводника (q) на число проводников в пазу (z). Это произведение можно выразить следующим образом:

$$qz = \frac{2m\omega J}{NS} = A \frac{\pi D}{NS}, \quad (1502)$$

где N — число пазов, а ω — число витков. Для заданной машины отношение $B_1/A = C_1$ и произведение $AS = C_2$ являются с учетом тока намагничивания и нагрева постоянными величинами. Если ввести их в (1502), то получим:

$$qz = AB_1 = \frac{\pi D}{NC_1 C_2} = \text{const} \frac{P_s}{n} = \text{const} M_s. \quad (1503)$$

Для заданной машины с диаметром расточки D и числом пазов N произведение qz , т. е. эффективный объем пазов, представляет собой меру для вращающего момента. Эта зависимость очень важна для случая, когда в одном пазу лежит несколько обмоток, например у электродвигателей с переключающимися полюсами. С помощью (1503) можно определить мощность различных обмоток.

3. ОПТИМАЛЬНАЯ ФОРМА ПАЗОВ

Суммарное сечение всех пазов определяется линейной токовой нагрузкой, плотностью тока и коэффициентом заполнения паза по формуле

$$Nq_N = \frac{\pi DA}{Sk_{Cu}}. \quad (1504)$$

Отсюда можно определить сечение одного паза. Отношение y — высоты паза к его ширине определяют с учетом пазового рассеяния, потерь в стали и магнитной напряженности в зубцах. Величина этого отношения составляет в большинстве случаев от трех до пяти, причем большие значения относятся к высоковольтным машинам. Выбор данного отношения для статора никаких трудностей не представляет. Глубокие пазы требуют меньшей магнитной напряженности, но занимают несколько больше места в радиальном направлении. Однако в практических случаях небольшое увеличение радиального размера, как правило, значительной роли не играет. Поэтому часто выбирают глубокие пазы.

К ротору эти рассуждения относить нельзя, особенно при малых диаметрах и параллельных стенках паза. Магнитная напряженность зубцов достигает здесь большой величины, и поэтому необходимо рассчитать наиболее благоприятную форму паза, т. е.

такое отношение y , при котором магнитная напряженность будет минимальной.

Первую попытку определить наиболее благоприятное значение y сделал Херлин (Härilin) [310]. Однако он исходил не из наименьшей магнитной напряженности, а из наименьшей индукции у основания зубца и установил при этом следующую оптимальную величину:

$$y_0 = N/2\pi, \quad (1505)$$

где N — число пазов. Однако наибольшая индукция в зубце не выражает магнитную напряженность, определяющую всю намагничивающую силу. Поэтому в основу нашего исследования положим магнитную напряженность. Согласно (506) она составляет:

$$M_Z = H_{Z \max} h k_Z, \quad (1506)$$

где h — глубина паза; $H_{Z \max}$ является наибольшей магнитной напряженностью у основания зубца в соответствии с индукцией

$$B_{Z \max} = \frac{\pi D B_L}{k_{Fe} (\pi D - 2Nh)}, \quad (1507)$$

где B_L — индукция воздушного зазора; D — наружный диаметр якоря и k_{Fe} — коэффициент заполнения стали. Коэффициент k_Z учитывает неравномерное распределение индукции вдоль зубца. Для внутренних якорей он составляет:

$$k_Z = \frac{1}{(m-1)\lambda} \left[\left(\frac{1}{1-\lambda} \right)^{m-1} - 1 \right], \quad (1508)$$

где m — показатель степени для эквивалентной кривой намагничивания и

$$\lambda = \frac{2h\tau_Z}{D(\tau_Z - a)} \quad (1509)$$

вспомогательная величина; τ_Z является зубцовым делением по поверхности якоря; a — ширина паза. Обозначим через y отношение глубины паза к его ширине:

$$y = h/a. \quad (1510)$$

В нашем исследовании считаем, что $q_N = \text{const}$ и изменяем y . Если выразить размер паза h через q_N и y , то магнитная напряженность будет составлять:

$$M_Z = \frac{C (\pi D \sqrt{q_N/y})}{2\pi (m-1) \sqrt{q_N/y} (\pi D - 2\pi \sqrt{q_N/y} - N \sqrt{q_N/y})} \times \left[\left(\frac{\pi D - N \sqrt{q_N/y}}{\pi D - 2\pi \sqrt{q_N/y} - N \sqrt{q_N/y}} \right)^{m-1} - 1 \right], \quad (1511)$$

где C — коэффициент пропорциональности.

Обозначим далее через γ отношение сечения всех пазов к сечению расточки:

$$\gamma = \frac{4Nq_N}{\pi D^2}. \quad (1512)$$

Введем новую переменную

$$x = N/\pi y; \quad (1513)$$

при этом магнитная напряженность для зубца

$$M_Z \approx \frac{C}{(m-1)\sqrt{\gamma/x}} \left(\frac{1 - 0,5\sqrt{\gamma x}}{1 - \sqrt{\gamma/x} - 0,5\sqrt{\gamma x}} \right)^m. \quad (1514)$$

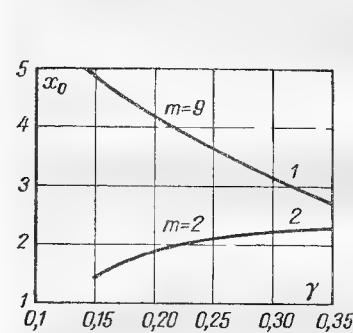


Рис. 388. Оптимальные величины отношения x в зависимости от γ . Кривая $m = 9$ соответствует минимуму магнитной напряженности в зубце, а кривая $m = 2$ — минимуму потерь в стали зубца.

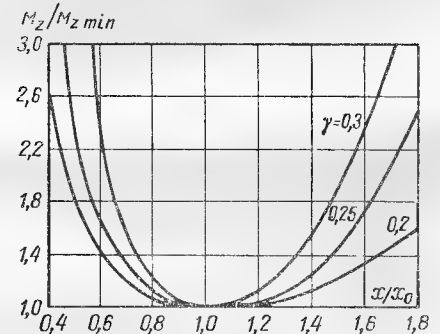


Рис. 389. Повышение магнитной напряженности в зубце при отклонении отношения x от его оптимальной величины x_0 .

Оптимальное значение x_0 можно определить путем построения кривой $M_Z(x)$ или расчетным путем по уравнению

$$\frac{dM_Z}{dx} = 0 = 0,25\gamma x^{3/2} - \sqrt{\gamma x} + [1 + (m + 0,5)\gamma] x^{1/2} - (m + 1)\sqrt{\gamma}. \quad (1515)$$

На рис. 388 верхняя кривая дает оптимальные значения x для $m = 9$. Условно наименьшей индукции у основания зубца согласно (1505) соответствует $x = 2$. По (1515) получаем значительно большие значения для x , т. е. меньшие величины глубины паза. В особой мере это справедливо для малых значений γ , т. е. для крупных машин. Исследуем, какое влияние оказывает отклонение величины y_0 от оптимальной на магнитную напряженность.

На рис. 389 приведены кривые $M_Z/M_{Z \min}$ в зависимости от x/x_0 для различных значений γ . Значение $\gamma = 0,3$ относится к малым машинам, а $\gamma = 0,2$ — к крупным. В малых машинах

магнитная напряженность зубцов составляет большую часть всей напряженности. Кроме того, она еще сильно зависит от правильного выбора отношения x . В крупных машинах магнитная напряженность зубцов относительно мала и лишь незначительно зависит от x или y . В этих машинах изменять форму паза легче, чем в малых.

Потери в стали зубца практически пропорциональны квадрату индукции. Поэтому (1515) можно применять также и для определения минимальных потерь, если подставлять в него $m = 2$. Соответствующая кривая оптимальных значений x_0 приведена на рис. 388. Условие для минимальных зубцовых потерь отклоняется от условия для минимальной зубцовой магнитной напряженности. Особенно сильно это отклонение у крупных машин. В данном случае следует искать компромиссное решение.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Предельные превышения температуры по нормам VDE 0530/55

Класс	A	E	B	F	H
Изоляционный материал	Хлопчатобумажная ткань, бумага, лак для проволоки на основе высыхающих масел	Лак для проволоки на основе поливинилацетата и т. д., пленки на основе триацетата целлюлозы и т. д.	Слюда с шеллаком или асфальтовой массой в качестве связующего	Асбест с неорганической подложкой и термостойким пропиточным лаком	Стеклоизделия с чистым силиконом в качестве пропиточного средства
Температура перегрева	60° C	75° C	80° C	100° C	125° C

Превышение температуры для подшипников при применении обычной жировой смазки 45° C, при специальной жировой смазке 55° C. Превышение температуры для коллекторов и контактных колец 60° C (при измерении биметаллическим термометром).

ПРИНЯТЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

Примечание. Большими буквами в формулах обозначены действующие значения электрических и амплитуды магнитных величин; маленькими обозначены их мгновенные значения.

При наличии двойного индекса первый относится к обмотке (первичной или вторичной), второй соответствует порядку гармонической. Иногда, но без ущерба для ясности изложения, первый индекс опускается. Величины приведенные обозначены штрихом.

$\dot{A}, \dot{a}$ — комплексная величина;

A, a — линейная нагрузка;

A, a — постоянные величины;

A, a — вылет лобовой части обмотки;

A_1, A_2 — отрезки прямой, определяющие положение двух проводников;

A_v, A_v', A_v'' — амплитуда v -й гармонической и ее вещественная и мнимая части;

a — расстояние между двумя параллельными проводниками;

a — ширина паза;

a_1, a_2 — ширина катушки;

$2a$ — число параллельных ветвей обмотки якоря машины постоянного тока;

$\dot{B}, b$ — комплексная величина;

B, b — индукция, B_0 — амплитуда гармонической под открытой частью паза; B_0 — постоянная индукция при подмагничивании; B_0 — постоянный член — в уравнении для кривой намагничивания, B_0 — исходная для аналитического выражения кривой намагничивания, B_1 — амплитуда первой гармонической в зазоре, B_1 или B_2 — при исходном или последующем (например, удвоенном) числе полюсов, B_1 или B_2 — в месте стыка зазора или стали, B_2 — дополнительная при изменении числа полюсов; B_d или B_q — по продольной (d) или поперечной (q) оси, B_j — максимальная в ярме, B_g или B_m — синхронного или обратно вращающегося поля, B_L — максимальная в зазоре, B_m — среднее значение, B_N — соответствующая параллельному потоку в пазу из-за насыщения зубца, B_n — нормальная составляющая, B_p — амплитуда при пульсации зубцового потока, B_{qs} или B_{qm} — по краям стыка и средняя в месте стыка в поперечном направлении, B_R — при остаточном намагничивании B_r — радиальная составляющая, B_s — амплитуда по краям листа активной стали, B_u — исходная, B_v — соответственно продольному потоку на оси паза, B_v — амплитуда v -й гармонической, B_{Sj} — в зазоре между ярмом и полюсом;

B — ширина обмотки трансформатора;

b — постоянная;

b — вспомогательная величина;

b — ширина, b — листа электротехнической стали, b — экрана в лобовой части статора, b — проводника, b — полюсного наконечника, b — ребра; b_1, b_2 и т. д. — паза в различных частях по высоте, b_B — щетки в направлении по касательной к коллектору, b_i — приведенная полюсного наконечника, b_j —

расчетная ярма, b_K — сердечника, b_{KZ} — зоны коммутации, b_N — паза, b_S — ласточкина хвоста в узкой части, b_u или b_0 — нижнего или верхнего проводника, b_W — фиктивная эквивалентного проводника, b_{Z1} , b_{Z2} — зубца в основаниях;
 b — высота обмотки трансформатора;
 b — относительная нагрузка; b — сокращение.

$\dot{C}$, $\dot{c}$ — комплексная величина;

C_1 , C_2 , C_0 — постоянная величина;

C — теплоемкость, C_W — обмотки, C_E — активной стали;

C — машинная постоянная, C — число параллельных ветвей обмотки;

C — удельная теплоемкость, C_W — обмотки, C_E — активной стали;

C — ширина зубца.

$\dot{D}$, $\dot{d}$ — комплексная величина;

D — постоянная;

D , d — диаметр, D — расточки статора или якоря, D_a — внешней стали статора, D_R — короткозамыкающего кольца, d — гидравлический, d — вентиляционного канала;

d — высота меди в пазу (без изоляции);

d — расстояние между проводниками.

$\dot{E}$ — комплексная величина;

E — э. д. с. (действующее значение), E — э. д. с. (фиктивная) возбуждения, E_0 — активной стороны катушки секции, E_1 или E_2 — первичной или вторичной обмотки, E_{12} — взаимной индукции, E_{1r} или E_{2r} — результирующая первичной или вторичной обмотки, E_G — группы катушек, E_G — на коллекторе одноякорного преобразователя, E_m — среднее значение, E_p — фазы обмотки, E_{rot} — вращения, E_{tr} — трансформации, E_S — катушки, E_S — рассеяния лобовой части, E_W — на контактных кольцах одноякорного преобразователя, E_v — v -й гармонической;

$\bar{E}$ — амплитуда;

e — мгновенное значение э. д. с.;

e_1 — э. д. с. при отключении катушки с сердечником;

e — эксцентриситет вала;

e_1 — смещение возбужденного ротора при начальном эксцентриситете 1 см;

e — продолжительность включения;

e_G — эксцентриситет, вызванный весом вала;

e_M — эксцентриситет, возникший из-за неточностей сборки;

e_{Sm} — среднее напряжение между коллекторными пластинами.

$\dot{F}$ — комплексная величина;

F — поправочный коэффициент, учитывающий время коммутации;

F — поверхность щеток;

F — усилие, F — на основание паза от всех проводников в нем, F_a — осевое, F_B — действующее на бандаж, крепящие лобовую часть обмотки, F_G — действующее на дно паза при равных токах в обеих сторонах катушки, F_m — среднее в воздушном зазоре при радиальном смещении ротора, F_m — приложенное к элементарному внешнему (m -му) проводнику паза, F_p — радиальное в воздушном зазоре, приложенное к поверхности полюса (наконечника), F_0 — приложенное к верхней стороне катушки в пазу, F_S — радиальное, рассчитанное на сектор статора, F_τ — приложенное к лобовой части обмотки, рассчитанное на полюсное деление;

f — усилие на 1 см длины проводника, f_∞ — для проводника бесконечной длины, f_h — горизонтальное, f_v — вертикальное, f_B — действующее к крепящим бандажам лобовой части обмотки;

f — степень насыщения машины;

f — частота, f_1 — первичной обмотки, f_2 — вторичной обмотки, f — соответственно скорости вращения ротора, f_{2v} — вторичной обмотки для v -й гармонической;

f — коэффициент шероховатости.

G — вес, G_j — ярма, G_z — зубцов;

g — целое число;

GD^2 — маховой момент.

H — напряженность магнитного поля, H_0 — исходная при аналитическом выражении кривой намагничивания, H_c — коэрцитивная сила, H_j — в ярме; H_n — нормальная составляющая, H_t — касательная составляющая, H_u — исходная, H_z — в зубце.

H , h — высота, H — проводника в пазу, h — проводника, h — ребра, h — зубца, h_0 — критическая высота элементарного проводника, h_0 , h_1 , h_2 и т. д. — ширина в различных частях паза по его высоте, h_0 — величина перекрытия при стыке листов, h_j — ярма, h_0 — верхнего стержня беличьей клетки, h_u — нижней части стержня беличьей клетки, h_S — воздушный промежуток между верхним и нижним стержнями беличьей клетки;

h_0 — высота проводника в надрезанной части.

I — момент инерции.

j — вектор магнитной поляризации;

J , i — ток, J_0 — холостого хода, нулевой последовательности, J_1 — первичной обмотки, J_2 — вторичного контура, J_3 — в третьем контуре (успокоительной обмотке), J_A — якоря, J_a — пусковой ток, J_E (i_E) — ток возбуждения, J_{e1} или J_{e2} — эквивалентный ток в лобовой части обмотки на полюс, J_G — ток на коллекторе одноякорного преобразователя, J_{Gi} — постоянный ток в проводнике якоря, J_g — обратной последовательности, J_K — установившийся короткого замыкания, J_{Ki} — установившийся короткого замыкания без учета активного сопротивления обмотки, J_L — обмотки ротора индукционного регулятора, J_m — прямой последовательности, J_N — в пазу, J_n — номинальный, J_0 — верхнего стержня беличьей клетки, J_p — элементарного проводника, J_q (i_q) или J_d (i_d) — составляющие тока статора по продольной или поперечной осям, J_{qv} — v -й гармоническая тока статора по поперечной оси, J_R — в короткозамыкающем кольце беличьей клетки, J_S — в стержне, J_T — первичной обмотки трансформатора, J_U , J_V , J_W — фазные, J_U — нижних проводников, J_V — активная составляющая тока, J_W — на контактных кольцах одноякорного преобразователя, J_μ (i_μ) — намагничивания, i_f — независимой обмотки возбуждения, i_S — параллельной обмотки возбуждения.

K — расход воздуха;

K_1 , K_2 — постоянные величины;

K_B — коэффициент уменьшения пазовой индуктивности рассеяния из-за поверхностного эффекта, K_j , k_j , K_I , K_V — коэффициенты для расчета намагничивающей силы в ярме;

K_N , K_Z — коэффициенты для расчета намагничивающей силы в зубцах;

K_W — отношение активного сопротивления к омическому;

k — целое число;

k — число коллекторных пластин;

k — вспомогательная величина;

k — коэффициент для расчета дополнительных потерь в лобовой части обмотки;

k , k_1 , k_2 — поправочные коэффициенты для расчета рассеяния при сокращении шага;

k — коэффициент уменьшения рассеяния, при учете насыщения;

k — коэффициент пропорциональности между током возбуждения и напряжением;
 k — коэффициент нарастания длины в серии машин;
 k — поправочный коэффициент для расчета рассеяния трансформатора;
 k_r — коэффициент Картера;
 $k_{\text{зап}}$ — коэффициент заполнения паза;
 k_d, k_q — продольный и поперечный коэффициент реакции якоря;
 k_{FC} — коэффициент заполнения для активной стали;
 $k_f, k_{\text{Hf}}, k_{\text{Wj}}$ — коэффициент потерь на гистерезис или вихревые токи в ядре;
 k_m и k_s — коэффициент потерь на вихревые токи в массивной стали;
 k_N — коэффициент уменьшения рассеяния в воздушном зазоре при учете конечной ширины паза;
 k_0 — постоянная для расчета поверхностных потерь;
 k_{SV} — коэффициент, учитывающий реакцию вихревых токов;
 k_{W} — коэффициент потерь от вихревых токов;
 k_{WZ} — коэффициент потерь в зубце от вихревых токов;
 $k_{\delta v}$ — коэффициент затухания в воздушном зазоре v -й гармонической.
 L — сила звука;
 L — приведенная длина проводника;
 L — индуктивность, L_1, L_2, L_3 — общая первичной, вторичной и успокоительной обмоток, $L_{23} (L_{32})$ — между вторичной и успокоительной обмотками, L_{h1}, L_{h2}, L_{h3} — главная для первичной, вторичной и успокоительной обмоток, $L_{1\sigma}, L_{2\sigma}$ — рассеяния первичной или вторичной обмоток, L_{1d}, L_{2d}, L_{3d} и L_{1q}, L_{2q}, L_{3q} — тех же обмоток соответственно по продольной и поперечной осям, L_A — обмотки якоря, L_a — обмотки якоря по поперечной оси, L_E — обмотка возбуждения, L_f — независимой обмотки возбуждения, L_K — соответствующая э. д. с. коммутации, L_m — средняя катушечной группы, L_N — пазового рассеяния, L'_N — пазового рассеяния катушки, L_N — результирующая коммутирующей катушки, L_S — рассеяния лобовой части, L_δ — воздушного промежутка (зазора) между стержнями двойной беличьей клетки, лежащими в одном пазу.
 l — длина, l — проводника, l — стали якоря, l' — пакета активной стали, $2l''$ — разность в длине статора и ротора, Δl — увеличение приведенной длины якоря из-за ответвления части потока в лобовое пространство, Δl — эквивалентное увеличение длины проводника из-за изменения его поперечного сечения, l_A — якоря с каналами, l_E — средняя длина витка обмотки возбуждения, l_f — приведенная якоря, l_K — сердечника полюса, l_L — проводника полная, с учетом лобовой части, l_p — полюса, l_S — лобовой части полувитка, l_v — ширина канала, l_W — витка.
 M — взаимная индуктивность;
 M — коэффициент для расчета теплоотдачи с поверхности, зависящий от типа охлаждающей среды;
 M — амплитуда гармонической;
 M, m — вращающий момент;
 M_a — пусковой момент;
 m — число ходов обмотки;
 m — показатель степени при аналитическом выражении кривой намагничивания;
 m — число фаз;
 m — число горизонтальных рядов меди в пазах;
 m' — число ответвлений в обмотке одноякорного преобразователя;
 m — число трубок магнитного потока, m_s — потока рассеяния, m_h — основного потока.
 N — число пазов, N_1 — статора, N_2 — ротора;
 N — амплитуда гармонической;

Nu — число Нуссельта;
 n — скорость вращения, n_0 — при холостом ходе, n_1 — трехфазного поля, n — ротора, n_2 — трехфазного поля относительно ротора;
 n — число проводников в горизонтальном ряду;
 n — коэффициент для расчета пазового рассеяния.
 O — поверхность, O_K — конвективной теплоотдачи, O_M — корпуса, O_N — катушки в пазу, O_S — теплоотдачи сердечника при излучении, O_{SF} — боковая, пакета активной стали, O_V — вентиляционных каналов;
 o — коэффициент для расчета рассеяния от высших гармонических поля.
 P — мощность, P_1 — подводенная, P_2 — полезная, P_{2e} — полезная электрическая, P_{2m} — полезная механическая, P_b — реактивная, P_i — внутренняя, P_n — номинальная, P_n и P_h — при низком и высоком напряжении, P_{si} — полная внутренняя, P_w — активная;
 $\vec{P}$ — вектор;
 P — число пар полюсов, p_e — переключаемой обмотки, p_f — обмотки, постоянно включенной на сеть, p_u — исходной обмотки, p_v — для v -й гармонической;
 p — давление газа;
 p — удельное давление щетки на коллектор;
 p — кратность перегрузки;
 p_0 — кратность перегрузки при испытании;
 Q — число пазов на полюс и фазу;
 $Q_K (q_K)$ — поперечное сечение сердечника полюса;
 Q_E, C_u, p — сечение витков обмотки возбуждения;
 q — число обмотанных пазов на полюс и фазу;
 q — сечение, q — трубки магнитного потока, q — проводника, q_E — проводника обмотки возбуждения, q_e — элементарного проводника, q_j — ярма, q_N — паза, q_R — короткозамыкающего кольца, q_S — стержня;
 q — отношение суммы потерь к номинальной мощности;
 q — коэффициент для расчета составляющей поперечного потока, изменяющейся при качании машины.
 R — радиус, R — расточки статора, R_1 или R_2 — внешний или внутренний активной стали сердечника, R_1 — инерции круга, R_g — инерции многоугольника, R_p — внешней поверхности полюсного наконечника;
 R — электрическое сопротивление, R — индукционного регулятора, приведенное к первичной обмотке, R_1 — первичного контура, R_2 — вторичного контура, R_3 — третьего контура, R_A — якоря, R_D — якоря при диаметральной расположении щеток, R_E — возбуждения, R_e — эквивалентное, R_f — независимой обмотки возбуждения, R_G — омическое, R_K — эквивалентное сопротивление, R_L — якоря коллекторной машины, R_L или R_S — ротора или статора индукционного регулятора, R_s — параллельной обмотки возбуждения, R_T — первичной обмотки трансформатора, R_W — обмотки на контактных кольцах одноякорного преобразователя, R_p — элементарного проводника, R_R — короткозамыкающего кольца, R_S — стержня, R_{Sv} или R_{Rv} — стержня или короткозамыкающего кольца для v -й гармонической, R_U, R_V, R_W — фаз, R_V — добавочное.
 R — сопротивление тепловое, R_A — между воздухом и обмоткой полюса в активной части, R_E — эквивалентное между пакетом активной стали и воздухом, R_f — между ярмом и воздухом, R_L — обмотки в продольном направлении, R_M — между поверхностью якоря и воздухом, R_N — между медью обмотки в пазовой части и активной сталью, R_S — между медью обмотки в лобовой части и воздухом, R_{SF} — между боковыми поверхностями пакета и воздухом,

R_{SK} — между обмоткой и коллектором, R_V — между медью обмотки в пазовой части и воздухом в вентиляционном канале, R_W — результирующий между обмоткой и воздухом, R_δ — зазора;

Re — число Рейнольдса;

r — вспомогательная величина;

r — расстояние от точки до проводника, r — радиус стержня.

S — плотность тока, S_0 — эквивалентная для расчета дополнительных потерь, S_E — обмотки возбуждения, S_S — вихревого тока по краям места активной стали;

S — число стыков;

S — сторона эквивалентного многоугольника;

$S(s)$ — раскрытие паза;

$S'(s')$ — расчетная ширина открытия паза;

s — удельный вес, s_E — активной стали, s_W — проводника обмотки;

s — коэффициент для расчета лобового рассеяния;

s — скольжение;

T — период;

T — постоянная времени, T — электрического контура, T_{11} — главного магнитного потока, $T_{v, \mu}$ — магнитного поля для v, μ -й гармонической; T_m — усредненная для всех высших гармонических магнитного поля; $T_{1\sigma}$, $T_{2\sigma}$, $T_{3\sigma}$ — магнитосвязанных цепей, T_1 , T_2 , T_3 — собственная обмоток, T_{3d} или T_{3q} — успокоительной обмотки по продольной или поперечной оси; T' и T'' — асинхронной машины в состоянии покоя; $T'_{2\sigma}$ или $T''_{2\sigma}$ — беличьей клетки; T'_d или T''_d — переходных или сверхпереходных составляющих тока по продольной оси (индекс σ ставить не принято); T_A — обмотки якоря машины постоянного тока, T_E — обмотки возбуждения, T_e — обмотки возбуждения без учета вихревых токов в массиве полюса, T_f — независимой обмотки, T_G — поля, постоянного по направлению и сцепленного со статором при внезапном коротком замыкании, T_{W1} — обмотки возбуждения при учете затухания вихревых токов в массиве полюса;

T — постоянная нагрева; T' , T'' , T''' — неоднородного тела, T_1 , T_2 , T_3 — собственные, различных элементов неоднородного тела, T'_a и T''_a — машины в период работы; T'_b и T''_b — машины в состоянии покоя;

T — объем пространства между ротором и статором;

T_a — электромеханическая постоянная;

t — время;

t — наибольший общий делитель для числа пазов и пар полюсов;

t — общий делитель числа стыков и пар полюсов;

— срок службы изоляции;

t_1 , t_2 — пазовое деление (как исключение, в остальных случаях τ_2);

t_0 — время запаздывания при регулировании;

t_B — глубина проникновения электромагнитной волны в массивную сталь;

t_K — время коммутации;

t_S — глубина проникновения вихревого тока в массивную сталь.

U — напряжение, U_1 или U_2 — первичного или вторичного контура, U_{1d} или U_{1q} — составляющие по продольной или поперечной оси, U_B — переходное падение напряжения под щетками, U_E — возбуждения, U_f — приведенная (в схеме замещения), U_W — однофазного преобразователя на контактных кольцах, U_f — независимой обмотки, U_n — номинальное.

U , u — периметр, u_N или u_s — катушки в пазовой или лобовой части обмотки;

u — число сторон секций в пазу;

u — вспомогательная величина;

$\ddot{u}$ и $\ddot{u}_0$ — коэффициенты приведения обмоток;

$\ddot{u}_R$ или $\ddot{u}_T$ — коэффициенты приведения обмоток индукционного регулятора или трансформатора;

$\ddot{u}_E$ — отношение напряжений на коллекторе и контактных кольцах однофазного преобразователя, $\ddot{u}_i$ или $\ddot{u}_j$ — отношение постоянного и переменного токов в параллельной ветви обмотки однофазного преобразователя.

V — намагничивающая сила (н. с.), V_F и V_R — в различных частях магнитной цепи, V_j — в ярме, V_K — в сердечнике полюса, V_L — в воздушном зазоре, V_Z — в зубце;

V — потери, V_1 или V_2 — в активной стали до и после переключения полюсов, V_{Oz} — дополнительные при холостом ходе, V_A — в пазовой части обмотки, V_B — в щеточном контакте, V_{BF} — на трение щеток, $V_{Cu, z}$ — дополнительные в меди, V_d — в экране, V_E — в активной стали, V_j — в ярме, V_H — на гистерезис, V_L — на трение ротора о воздух, V_L — сумма потерь в роторе, V_m — механические, V_o — поверхностные потери в стали, V_p — пульсационные, V_S — в лобовой части обмотки, V_V — в обмотке, отводимые воздухом в вентиляционном канале, V_W — от вихревых токов, V_W — в обмотке, V_{Wi} — добавочные в активной стали из-за некачественной изоляции листов, V_{WG} — дополнительные в стали из-за грат, V_Z — в зубце, V_z — добавочные, V_{WE} — в обмотке, отводимые в пакет активной стали;

V_K — объем сердечника постоянного магнита;

$v(v_m)$ — отношение потерь (среднее);

$v(V)$ — количество тепла в единицу времени (потери);

v — отношение наибольшей и наименьшей длины машины для серии с одним диаметром;

v — скорость, $v_{v-1}(v_v)$ — v -й гармонической статорной обмотки относительно статора, v_{v-2} — тот же, относительно ротора; $v_{\mu-1}$ — μ -й гармонической роторной обмотки относительно статора, $v_{\mu-2}$ — тот же, относительно ротора, v_a — окружная якоря, v_m — переносная ротора, v_S — на контактных кольцах, v_w — окружная лобовых частей ротора;

v_S — потери, отводимые воздухом с единицы поверхности лобовой части.

W — ширина катушки;

W — энергия магнитного поля;

W_a — энергия, выделяемая при пуске в обмотке ротора;

W_H — энергия на гистерезис при перемагничивании переменным полем;

$W_{H, d}$ — энергия на гистерезис при перемагничивании вращающимся полем;

w — число витков, w_1 — в фазе первичной обмотки, w_2 — в фазе вторичной обмотки; w_E — обмотки возбуждения, w_S или w_W — эффективное петлевой или волновой обмотки;

w — вспомогательная величина;

w_τ — фиктивное число витков на одном полюсном делении.

X — реактивное сопротивление, X — общее всей цепи, X_1 или X_2 — общее первичного или вторичного контуров, X_{1h} или X_{2h} — соответствующее основному потоку первичной или вторичной обмотки; $X_{1\sigma}$, $X_{2\sigma}$, $X_{3\sigma}$ — рассеяния обмоток статора, ротора и успокоительной; X_0 — нулевой последовательности, X_0 — синхронное, X_2 — обратной последовательности, X_{2a} — рассеяния ротора асинхронного двигателя, обусловленное пазовым потоком, замыкающимся вне стержня по головкам зубцов и в зазоре; X_{2d} — то же, обусловленное потоком, замыкающимся в пределах стержня; X_{2hv} или X_{2sv} — главное или соответственно потоку рассеяния v -й гармонической вторичной обмотки (стержня беличьей клетки); X_B — поля в воздушном зазоре; X_d или X_q — синхронное по продольной

или поперечной осям; X'_d или X'_q — переходное по продольной или поперечной осям, X''_d или X''_q — сверхпереходное по продольной или поперечной осям; X_{hev} или X_{hev} — от главного поля однофазной обмотки для основной или v -й гармонической; X_K — эквивалентное короткого замыкания, X_K — рассеяния по головкам зубцов, X_N — пазового рассеяния, X_o — рассеяния от высших гармонических в зазоре, X_p — качания, X_S — лобового рассеяния, X_{Sch} — рассеяния из-за скоса пазов, X_W или X_G — с учетом вытеснения тока или без него; X_σ — общее магнитосвязанных цепей; $X_{\sigma S}$ — рассеяния ротора, не зависящее от скольжения;

x — реактивное сопротивление (относит. едн.), x — синхронное, x' — переходное, x'' — сверхпереходное;

x — показатель степени в уравнении для мощности;

x — вспомогательная величина;

x — переменная величина;

x_m — абсцисса центра круга.

y — отношение сопротивлений стержней беличьей клетки;

y — показатель степени в уравнении для мощности;

y — отношение высоты паза к его ширине;

y — результирующий шаг обмотки якоря;

y_1, y_2 — частичные шаги обмотки якоря;

y_m — ордината центра круга;

y_V — расстояние между точками равного потенциала (шаг уравнивающих соединений).

Z — количество машин с одним диаметром и различной длиной в серии;

Z_{lv} или Z_{qv} — полное сопротивление стержня для v -й гармонической по продольной или поперечной осям;

z — число эффективных проводников в пазу;

z — целое число.

α — угол сдвига токов в двухфазной системе (в том числе в двух соседних стержнях беличьей клетки);

α' — отклонение угла сдвига фаз от заданной величины;

α — угол сдвига щеток;

α — отношение ширины полюсного наконечника к шагу;

α — угол между направлением магнитной линии и нормалью к поверхности раздела двух сред;

α — ширина трубки магнитного потока;

α — вспомогательная величина;

α — угол сдвига катушек в одной фазе;

α — угол поворота ротора индукционного регулятора;

α — угол сдвига вспомогательной обмотки;

α — угол конусного ротора;

α — доля намагничивающей силы зазора в общей намагничивающей силе холостого хода;

α — постоянная;

α — отношение ширины паза к шагу по пазам;

α — коэффициент теплоотдачи (или теплопередачи); α_i — от стержня к пакету, α_a — от пакета к охлаждающему воздуху, α_M — от поверхности якоря к воздуху, α_N — от проводника обмотки в пазовой части к активной стали, α_R — от ребра к воздуху, α_S — при теплоизлучении, α_K — при конвекции, α_S — от проводника обмотки в лобовой части к воздуху, α_{SF} — от боковой поверхности пакета к воздуху, α_{SR} — результирующая от меди лобовой части к воздуху, α_V — от меди пазовой части к воздуху в вентиляционном канале, α_{VR} — то же, результирующий, α_δ — от пакета активной стали статора к пакету ротора.

708

β — пространственный угол между двумя разными зонами обмотки;
 β — то же, переменный при регулировании скорости вращения;
 β' — отклонения угла β от заданной величины;
 β — угол между векторами напряжения обеих сторон катушки; $\beta = B_1/B_2$ — отношение пазовой гармонической индукции в зазоре к ее максимальному значению;

β — вспомогательная величина;

β — температурный коэффициент сопротивления;

β — коэффициент для расчета сопротивления при изменении поперечного сечения проводника;

β — угол скоса пазов ротора;

β — отношение потерь при нагрузке и холостом ходе;

β — угол сдвига параллельных проводников;

β — угол между двумя проводниками, лежащими в одной плоскости;

β — степень использования ребра по высоте;

β — постоянная;

β — увеличение температуры окружающего воздуха.

γ — фазовый угол между двумя токами;

γ — число катушек в фазе;

γ — сокращение шага обмотки;

γ — вспомогательная величина;

γ' — кратность форсировки тока независимой обмотки возбуждения;

γ — то же, параллельной обмотки возбуждения;

γ — угол наклона кривой намагничивания и оси абсцисс;

γ — угол для определения напряженности поля проводников; расположенных в различных плоскостях;

γ — относительная величина;

γ — степень снижения эффективности охлаждения у машины, работающей в повторно-кратковременном режиме;

γ — постоянная;

γ — увеличение использования машин при переходе на следующий диаметр;

γ — отношение сечения пазов к площади расточки статора.

δ — длина трубки магнитного потока;

δ — воздушный зазор между статором и ротором;

δ'' — эквивалентная величина воздушного зазора с учетом намагничивающей силы в стали;

δ_0 — воздушный зазор под серединой полюса;

δ — зазор между соседними катушками в лобовой части;

δ — зазор при стыке сегментов активной стали;

δ' — эквивалентный зазор при стыке сегментов;

δ' — эквивалентный зазор между ротором и статором;

$\delta, \delta_N, \delta_S$ — толщина пазовой гильзы и изоляции в лобовой части;

δ_j — зазор между сердечником и ярмом полюса.

Δ — длина массивного сердечника;

Δ — число радиальных сил;

Δ — расстояние между двумя элементарными проводниками обмотки в лобовой части;

Δ — толщина экрана.

$\Delta\theta$ — перепад температур;

$\Delta\theta$ — увеличение температуры обмотки из-за несимметричной нагрузки.

ε — коэффициент для расчета потерь на гистерезис;

ε — промежуток между листами активной стали;

ε — относительный эксцентриситет вала;

ε — уменьшение шага обмотки по отношению к полюсному делению.

ζ — коэффициент уменьшения радиальных усилий из-за насыщения активной стали;

ζ — отношение потоков в ярме и зазоре;

ζ_B — коэффициент угла сдвига щеток;

ξ_d или ξ_q — коэффициент для неполной демпферной клетки в продольном и поперечном направлении;

φ_{Gv} — коэффициент распределения для v -й гармонической;

φ_{Nv} — пазовый коэффициент для v -й гармонической;

φ_v и φ_h — коэффициенты для определения усилий в вертикальном и горизонтальном направлениях для группы катушек;

φ_{Zv} — коэффициент сокращения для v -й гармонической,

$\varphi_v = \varphi'_{v\chi v}$ — общий коэффициент сокращения для v -й гармонической (включая скос пазов);

φ_v — обмоточный коэффициент для v -й гармонической.

η — угол между векторами напряженности поля и магнитной поляризации при вращательном перемагничивании;

η — к. п. д.;

η — коэффициент для вычисления усилий между проводниками с учетом их конечной длины;

η — шаг по пазам беличьей клетки;

$\eta_{2,1}$ — вспомогательные величины;

η_{1S} или η_{1W} — первый частичный шаг петлевой и волновой обмотки, выраженный в пазовых делениях.

θ — намагничивающая сила, θ_a — реакции якоря, θ_E — обмотки возбуждения, θ_N — паза;

θ — момент инерции;

θ — перегрев (превышение температуры при нагревании тела), θ'_1 , θ''_1 , θ'_2 , θ''_2 — составляющие перегрева неоднородного тела, θ'_W , θ''_W и θ'_E , θ''_E — составляющие перегрева обмотки и стали, θ_W и θ_E — средний перегрев обмотки и стали, θ_0 — установившийся перегрев обмотки в длительном режиме.

θ — температура (а также перепад температур и перегрев при рассмотрении ее распределения внутри тела, для тепловых цепей — средняя величина), θ_A — пазовой части обмотки в зоне пакета, θ_a — начальная, θ_a' — внешней поверхности катушки полюса, θ_E — активной стали, θ'_E , θ'_W , θ'_{SF} — активной стали, обмотки и наружной поверхности стали внутри пакета, θ_L — воздуха, θ_{La} — воздуха на поверхности статора, θ_{LV} — воздуха в вентиляционных капалах, θ_O — масла, θ_S — лобовой части обмотки, θ_{SF} — боковой поверхности пакета, θ_W — обмотки, θ'_W , θ'_S , θ'_A — составляющие перегрева обмотки.

κ — коэффициент увеличения длины якоря из-за параллельных потоков в лобовой части;

κ — магнитная восприимчивость;

κ — отношение индукций;

κ — отношение сечений для магнитного потока;

κ — отношение длин проводников;

κ — отношение сечений;

κ — отношение приведенной длины активной стали и действительной;

κ — коэффициент уменьшения дополнительных потерь из-за сокращения шага;

κ , κ_1 , κ_2 — вспомогательные величины;

κ — ток короткого замыкания машины постоянного тока (в относит. ед.).

Λ — магнитная проводимость, Λ — зазора под полюсным делением, Λ_{lv} или Λ_{ha} — эквивалентного зазора, соответствующая синхронной реактивности у неявнополюсной или явнополюсной машины, Λ_j — зазора между полюсом и сердечником, Λ_L — зазора между статором и зубцом ротора, Λ_N — зазора

между зубцом статора и пазом ротора, Λ_N — пазового рассеяния, Λ_S — поперечного пазового потока рассеяния статора (удвоенная величина), Λ_S — рассеяния лобовой части, Λ_v — зазора для v -й гармонической, Λ_0 — потока рассеяния полюса;

Λ — тепловая проводимость, Λ — результирующая между пакетом активной стали и воздухом, Λ_1 или Λ_2 — результирующая между телом 1 или 2 и другими телами, Λ_{12} , Λ_{13} и т. д. — между телами 1—2 и 1—3; Λ_E — между пакетом стали и воздухом, Λ_M — между поверхностью якоря и воздухом; Λ_N — между медью обмотки в пазовой части и сталью, Λ_q — поперек листов активной стали; Λ_{SF} — между боковыми поверхностями пакета и воздухом; Λ_W — между обмоткой и воздухом.

λ — вещественный параметр;

λ — отношение поперечных сечений;

λ — отношение внешнего диаметра пакета активной стали к внутреннему;

$\lambda = l_S/l_a$ и l_S/l — отношение длины;

λ — изменение энергии магнитного поля при сдвиге оси ротора;

λ — несимметрия токов;

$\lambda = l/\tau$ — отношение приведенной длины якоря к полюсному делению;

λ — вспомогательная величина;

λ — коэффициент мощности;

λ — коэффициент проводимости для потока рассеяния, λ_1 , λ_2 и т. д. паза в различных частях по высоте; λ_K — по головкам зубцов; λ_N — пазового потока; λ_r — полный коммутирующей секции, λ_S — в лобовой части;

λ — коэффициент теплопроводности; λ_{Fe} — стали, λ_L — воздуха, λ_N — пазовой изоляции, λ_q — листов активной стали, λ_S — изоляции в лобовой части, λ_W — проводника обмотки.

μ — магнитная проницаемость;

μ_0 — магнитная проницаемость в вакууме

μ_r — относительная (в долях μ_0); μ_{rw} — вала ротора (относительная);

μ — комплексная круговая частота свободных колебаний;

μ — порядок гармонической.

v — порядок гармонической;

v — круговая частота вектора тока (в переходном режиме);

v — кинематическая вязкость охлаждающего агента;

v — относительная скорость вращения.

ξ — обмоточный коэффициент; ξ_1 или ξ_2 — первичной или вторичной обмотки для основной гармонической; ξ_v — то же, для v -й гармонической, ξ_{v1} или ξ_{v2} — первичной обмотки для v -й гармонической или вторичной — для μ -й;

ξ — «приведенная» толщина листа активной стали;

ξ — «приведенная» величина перекрытия при стыке сегментов активной стали;

ξ — «приведенная» высота проводника;

ξ_E — коэффициент формы кривой.

ρ — удельное электрическое сопротивление;

ρ — сокращение фазовой зоны обмотки (отн. ед.);

$[\rho]$ — коэффициент приведения сопротивлений;

ρ — коэффициент приведения для токов с учетом угла наклона лобовой части обмотки;

ρ — коэффициент затухания; для тока в переходном режиме; ρ_1 или ρ_2 — при вращении машины; ρ' или ρ'' при $\omega = 0$; ρ_A и ρ_B — в синхронной машине; ρ_G — постоянной составляющей нулевой последовательности; ρ_{2v} — в обмотке ротора для v -й гармонической; ρ_2 — усредненный коэффициент затухания для всех высших гармонических;

ρ_A — падение напряжения в обмотке якоря (относит. ед.).

σ — коэффициент рассеяния, σ — между двумя обмотками, $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ — первичной, вторичной и успокоительной; $\sigma_{12}, \sigma_{23}, \sigma_{13}$ — между обмотками возбуждения и статорной, возбуждения и успокоительной, статорной и успокоительной обмотками, σ_{2v} — вторичной обмотки для v -гармонической, σ_N — пазового; σ_O — для высших гармонических, σ_p — полюса, σ_r — общий между статорной и несколькими обмотками на роторе, σ_S — лобовой части обмотки, σ_{Sch} — пазового при скосе пазов;

σ — окружное усилие;

σ — вспомогательная величина;

σ — удельные потери в стали на вихревые токи при 10 000 гс и 50 гц.

τ — полюсное деление;

τ' — приведенное к другому диаметру;

τ — скорость нарастания температуры; τ_K — ширина коллекторной пластины;

τ_m и τ_{max} — коэффициент для учета формы сечения катушки при расчете ее перегрева;

τ_Z — пазовое (зубцовое) деление.

Φ, φ — поток, Φ — общий в массивной стали, Φ_B — в расточке якоря, Φ_i — в ярме, Φ_K — в сердечнике полюса, Φ_k — в короткозамкнутой обмотке, Φ_N — продольный пазовый, Φ_S — рассеяния, Φ_Z — в зубах, Φ_v — v -й гармонической, Φ_{op} — рассеяния полюса, $\Phi\sigma$ — рассеяния, Φ_1 и Φ_2 — общий первичной или вторичной обмоток; $\Phi_{1\sigma}$ или $\Phi_{2\sigma}$ — рассеяния первичной или вторичной обмоток;

φ — фазовый угол между векторами напряжения и тока;

φ — отношение токов;

φ — отношение общего потока к первой гармонической;

$\varphi(x_1, x_2)$ — закон распределения поля рассеяния в лобовой части.

χ — вспомогательная величина;

χ_2 или χ_{N_2} — коэффициент скоса пазов ротора для основной или v -гармонической.

Ψ, ψ — потокосцепление; Ψ_{1d} и Ψ_{1q} — обмотки статора по продольной и поперечной осям; Ψ_{1d} и Ψ_{1q} — обмотки статора по продольной и поперечной осям в установившемся режиме; Ψ_2 — обмотки возбуждения (по продольной оси); Ψ_{2d} и Ψ_{2q} — успокоительной обмотки по продольной и поперечной осям;

ψ — фазовый угол между векторами напряжения и внутренней э. д. с.;

ψ — фазовый угол между векторами напряженности поля и индукции при вращательном перемагничивании;

ψ — фазовый угол между векторами токов статора и ротора.

Ω_m — угловая скорость ротора;

Ω_v — угловая скорость v -й гармонической в пространстве;

ω — круговая частота.

ЛИТЕРАТУРА

К главе первой

1. Batz, Gehäuseformen von elektrischen Maschinen, ETZ 60 (1939), III, 177, 533.
2. Rieger, Die konstruktive Entwicklung der langsamlaufenden Motoren für Kolbenverdichter, BBC-Nachr. 26 (1939), 19.
3. Bobek, Fortschritte im Bau großer zweipoliger Induktionsmotoren, AEG-Mitt. 36 (1940), 279.
4. Dohmen, Die Bauarten der Läufer langsamlaufender elektrischer Maschinen, E und M 59 (1941), 205.
5. Sequenz, Sonderbauarten von Kleinmotoren, E und M 62 (1944), 317.
6. DIN, Deutsche Industrienormen.
7. VDE-Vorschriften.
8. Bobek, Gleitlager, Wälzlager und Kupplungen bei elektrischen Antrieben, E und M 62 (1944), 83.
9. Kristen, Entwicklungslinien im Bau elektrischer Großmaschinen, Bull. Oerlikon, Nr. 271 (1948), 1831, 1849.
10. Kucera, Wechselstromgeneratoren in Gleichpolbauart, E und M 69 (1952), 281.
11. Seefeld, Pendelgeneratoren, Bull. Oerlikon, Nr. 291 (1952), 7.
12. Wiesemeyer und Zorn, Große Gleichstrommaschinen, ETZ-A 74 (1953), 339.
13. Ziegler, Dauermagnet-Generatoren in den USA, ETZ-A 75 (1954), 33.
14. Putz, Neuere Entwicklungen im Bau elektrischer Maschinen, ETZ-A 76 (1955), 48.
15. Egli, Anforderungen der chemischen Industrie an die Elektromotoren, ETZ-A 76 (1955), 558.
16. Kron, Motorbauarten für die chemische Industrie, ETZ-A 76 (1955), 566.
17. Wiedemann, Grenzleistungs-Turbogenerator, ETZ-A 76 (1955), 744.
18. Sequenz und Stix, Unmittelbare Leiterkühlung bei Turbogeneratoren großer Leistung, E und M 73 (1956), 268.
19. Hagedorn, Wechseipol-Synchronmaschine mit wicklungsreiem Läufer und elektromagnetischer oder permanenter Erregung im Ständer, AEG-Mitt. 46 (1956), 355.
20. Ringland, Kilbourne and Kilgore, American Developments in Generator Cooling, CIGRE, 1956. No. 127.
21. Willyoung, Cap-Pickup Conductor Cooling of Turbine Generator Fields, Trans. Amer. Inst. Electr. Engrs. 75 (1956), III, 260.
22. Harms, Wasserstoffgekühlte Generatoren großer Leistung, ETZ-A 78 (1957), 83.

К главе второй

23. Arnold-Lacour, Die Gleichstrommaschine, 3. Aufl., Berlin, Springer-Verlag, Band 1, 1919; Band 2, 1927.
24. Arnold-Lacour, Die Wechselstromtechnik, Berlin, Springer-Verlag, Band 1, 1910; Band 2, 1910; Band 3, 1912; Band 4, 1913; Band 5, I. Teil, 1909, Band 5, II. Teil, 1912.

25. Richter, Elektrische Maschinen, Berlin, Springer-Verlag, Band 1, 1924; Band 2, 1930; Band 3, 1932; Band 4, 1936; Band 5, 1950.
26. Liwshitz-Garik, Electrical Machinery, New-York, Van Nostrand Co, 1946.
27. Bodefeld und Sequenz, Elektrische Maschinen, 5. Aufl., Wien, Springer-Verlag, 1952.
28. Schuisky, Elektromotoren, Wien, Springer-Verlag, 1951.
29. Vidmar, Wirkungsweise elektrischer Maschinen, Berlin, Springer-Verlag, 1928.
30. Vidmar, Die Transformatoren, Berlin, Springer-Verlag, 1925.
31. Nürnberg, Die Asynchronmaschine, Berlin—Göttingen—Heidelberg, Springer-Verlag, 1952.
32. Küchler, Die Transformatoren, Berlin—Göttingen—Heidelberg, Springer-Verlag, 1956.
33. Schuisky, Induktionsmaschinen, Wien, Springer-Verlag, 1957.
34. Laible, Die Theorie der Synchronmaschine im nichtstationären Betrieb, Berlin—Göttingen—Heidelberg, Springer-Verlag, 1952.
35. Hochreiner, Symmetrische Komponenten, Berlin—Göttingen—Heidelberg, Springer-Verlag, 1957.
36. Bloch, Die Ortskurven der graphischen Wechselstromtechnik, Zürich, Rascher, 1917.
37. Kovacs, Über einige Fragen der Theorie des Asynchronmotors mit Doppelkäfigläufer, Acta Techn. Hungarica 4, H. 1 (1952).
38. Bruderlink, Die Induktionsmaschine als Phasenumformer, Arbeiten aus dem Elektrotechnischen Institut der Technischen Hochschule Karlsruhe, Band 4 (1920—1924).
39. Happold, Die Schiefelast von Drehstromgeneratoren, ETZ 72 (1951), 6.
40. Lobl, Zur Definition der Schiefelast von Drehstromgeneratoren ETZ 72 (1952), 229.
41. Kronl, Selbsterregte Rüttelschwingungen von Induktionsmaschinen mit parallelen Wicklungszweigen, Bull. SEV 47 (1956), 581.
42. Kade, Nullfelder in Einphasenmotoren, ETZ-A 76 (1955), 522.
43. Kübler, Ermittlung der symmetrischen Komponenten mehrphasiger Wechselstromsysteme ohne komplexe Rechnung, ETZ-A 78 (1957), 278.

К классу трансформаторов

44. Richter, Lehrbuch der Wicklungen, Karlsruhe, Braun., 1952.
45. Sequenz, Die Wicklungen elektrischer Maschinen, Wien, Springer-Verlag, Band I, 1950; Band II, 1952; Band III, 1954; Band IV, 1960.
46. Heiles, Wicklungen elektrischer Maschinen und ihre Herstellung, Berlin—Göttingen—Heidelberg, Springer-Verlag, 1953.
- 46a. Harrington and McEllington, New Developments in Armature Winding for Large Turbine Generators, Amer. Inst. Electr. Engrs. Power Apparatus and Systems, No. 12 (1954), 583.
- 46b. Alger and Freiburghouse, Double Windings for Turbine Alternators, Trans. Amer. Inst. Electr. Engrs., 49 (1930), 226.
- 46c. Chase and Forbes, Double Winding Generator Solves Breaking Problem, Electr. World, 92 (1928), 1183.
47. Tittel, Neuartige Wicklungen für Wechselstrommaschinen, ETZ 49 (1928), 1103.
48. Schmitz, Die Wechselwirkung zwischen Wicklungen verschiedener Polzahl, ETZ 55 (1934), 1024.
49. Millar, Multispeed Induction Motor, Electr. Rev., 1949, 421.
50. v. Dobbler, Unsymmetrische Drehstromwicklungen, ETZ 72 (1951), 203.
- 50a. Hopp, Gesehnte Ganzlochwicklungen, Elin-Z. 11 (1953), 39.
51. Tittel und Williams, Bahnstromversorgung über Umformer, ETZ-A 75 (1954), 398.

52. Tittel, Einige Neuentwicklungen im Großmaschinenbau, ETZ-A 77 (1956), 453.
53. Barton, Butler and Sterling, The Theory and Characteristic of the 3:1-Pole-Changing Induction Motor. Proc. Instn. Electr. Engrs. A 103 (1956), 285, 295.
54. Rawcliffe and Yayawant, The Development of a New 3:1-Pole-Changing Motor. Proc. Instn. Electr. Engrs., A 103 (1956), 306.

К классу черепных

55. Timascheff, Stabilität elektrischer Drehstrom-Kraftübertragungen, Berlin, Springer-Verlag, 1940.
56. Schwenkhausen, Allgemeine Wechselstromlehre, Band I. Berlin—Göttingen—Heidelberg, Springer-Verlag, 1951.
57. Rüdtenberg, Elektrische Schaltvorgänge in geschlossenen Stromkreisen von Starkstromanlagen, Berlin—Göttingen—Heidelberg, Springer-Verlag, 1953.
58. Küpfmüller, Einführung in die theoretische Elektrotechnik, Berlin—Göttingen—Heidelberg, Springer-Verlag, 1957.
59. Büchholz, Elektrische und magnetische Potentialfelder, Berlin—Göttingen—Heidelberg, Springer-Verlag, 1957.
60. Frey, Anwendung der konformen Abbildungen auf praktische Probleme des Elektromaschinenbaus, Arbeiten aus dem Elektrotechnischen Institut der Technischen Hochschule Karlsruhe, Band 4 (1920—1924).
61. Carter, Induktion im Luftspalt und in der Pollücke, J. Inst. Electr. Engrs., 29 (1900), 925.
62. Thowson, Wirbelströme in Eisenblechen, Electrician 1892, 599.
63. Jasse, Die Schwungradbremsung durch Wirbelströme, Arch. Elektrotechn., 39 (1949), 472.
64. Rüdtenberg, Energie der Wirbelströme, Stuttgart, Enke, 1906.
65. Richter, Felderregterkurve und Feldkurve bei elektrischen Maschinen, ETZ 71 (1950), 618.
66. Bergtold, Magnetfeldstreuung an den Rändern von Luftspalten, ETZ 72 (1951), 111.
67. Richter, Aus der Praxis der Feldbilder für elektrische Maschinen mit Stromwender, E und M 72 (1955), 265.
68. Lutz, Roesler und Zaar, Eine einfache Abschätzung des Skin-Effektes in ferromagnetischen Leitern bei magnetischer Sättigung, E und M 69 (1952), 57; 70 (1953), 139.
69. Schuisky, Untersuchung magnetischer Felder mit Hilfe von Modellen, Arch. Elektrotechn., 40 (1952), 316.
70. Douglas, The Reluctance of Some Irregular Magnetic Fields. Trans. Amer. Inst. Electr. Engrs., 34 (1915), 867.
71. Müllner, Elektrische Abbildung magnetischer Wirbelfelder, ETZ 50 (1929), 1321.
72. Lehmann, Graphische Methode zur Bestimmung des Kraftlinienverlaufs, ETZ 30 (1909), 995.
73. Richter, Das Feld in den Lufträumen elektrischer Maschinen, Arch. Elektrotechn., II (1922), 85.
74. Kronl, Modelle elektrischer und magnetischer Felder, E und M 57 (1939), 543.
75. Roth, Zur Erforschung magnetischer Felder in elektrischen Maschinen, E und M 55 (1937), 338.
- 75a. Ciganek, Räumlicher und zeitlicher Verlauf des magnetischen Feldes in einem gesättigten Induktionsmotor, Elektr. Obzor 48 (1959), 284.
76. Haberland, Theorie und experimentale Untersuchung des magnetischen Wechselfeldes im Luftspalt von massivem Eisen. Arch. Elektrotechn., 28 (1934), 234.
77. Krämer, Wirbelströme und Stromverdrängung in massivem Eisen, Arch. Elektrotechn., 27 (1933), 405.

78. Tobler, Die Lagerströme synchroner Wechselstrommaschinen, deren Ursache und Verhütung, E und M 54 (1936), 164.

78a. Rosenberg, Die Stromerzeuger im Teigitsch-Werk, E und M 67 (1950), 215.

К главе пятой

79. Dreyfus, Die Theorie des Drehstrommotors mit Kurzschlußanker, Stockholm, Ing. Vet. Akad., 1924.

80. Krebs und Jordan, Pendelmomente von Käfigläufermotoren, E und M 54 (1936), 205.

81. Schuisky, Zusatzverluste und synchrone Wirkung der Oberfelder bei Käfigankermotoren, Arch. Elektrotechn., 29 (1935), 210, 501.

82. Möller, Über die Drehmomente beim Anlauf von Drehstrommotoren mit Käfigankern, Arch. Elektrotechn., 24 (1930), 401.

83. Grönder, Das Geräuschproblem bei Transformatoren, Bull. Oerlikon, Nr. 303 (1954), 23.

84a. Jordan, Über das magnetische Geräusch von Drehstrommaschinen, ETZ-A 73 (1952), 620.

84b. Jordan, Angenäherte Berechnung des magnetischen Geräusches von Käfigläufern, ETZ 71 (1950), 491.

84c. Jordan, Über die Entstehung von Transformatorgeräuschen, ETZ 75 (1954), 107.

84d. Jordan, Vorausberechnung des magnetischen Geräusches von Schleifringmotoren, ETZ-A 75 (1954), 519.

85. Kade, Oberfelder in Drehstrom—Induktionsmotoren mit Käfigläufer, E und M 72 (1955) 152, 175.

К главе шестой и седьмой

86. Stuart, Kurzes Lehrbuch der Physik, Berlin—Göttingen—Heidelberg, Springer-Verlag, 1954.

87. Pawler, Magnetische Werkstoffe, Berlin—Göttingen—Heidelberg, Springer-Verlag, 1952.

88. Bader, Dehlinger, Frauenberger, Kueller, Kranz und Reimer, Beiträge zur Theorie des Ferromagnetismus und der Magnetisierungskurve, Berlin—Göttingen—Heidelberg, Springer-Verlag, 1956.

89. Fahlenbrach, Grundlagen der Entwicklung weichmagnetischer Werkstoffe, ETZ-A 76 (1955), 449.

90. Feldtkeller und Wilde, Hysterese in weichmagnetischen Werkstoffen, ETZ-A 77 (1956) 449.

91. Heck, Amerikanischer Wissensstand über Ferromagnetismus, ETZ-A 77 (1956), 521.

92. Brailsford and Bradshaw, Iron Losses at High Magnetic Flux Densities in Electrical Sheet Steels, Proc. Instn. Electr. Engrs., 102 (1955), 463.

92a. Brailsford, Alternating Hysteresis Loss in Electrical Shunt Steels., J. Inst. Electr. Engrs., 84 (1939), 399.

93. Ganz und Brenner, Textur und Magnetisierungskurve bei Siliziumeisen, Z. angew. Phys., 8 (1956), 502.

94. Surhammars Bruks AB, Katalog von Dynamoblech.

95. Armco, Katalog «Oriented Electrical Steels», 1955.

96. Roters, The Hysteresis Motor, Amer. Inst. Electr. Engrs., Technical Papers 1947, 47, 218.

97. Heister, Die Messung der Hystereseschleife einer gleichstromvor-magnetisierten Drossel, Techn. Mitt. Krupp, 14 (1956), H. 2, 30.

98. Radt, Die Eisenverluste in elliptischen Drehfeldern, Arbeiten aus dem Elektrotechn. Inst. der Techn. Hochschule Karlsruhe, Band 2 (1910—1911), 249.

99. Assmus und Boll, Schnittbandkerne als neue Form weichmagnetischer Werkstoffe, ETZ-A 75 (1954), 221.

100. Fischer, Abriß der Dauermagnetkunde, Berlin—Göttingen—Heidelberg, Springer-Verlag, 1949.

101. Fahlenbrach, Fortschritte auf dem Gebiet der Dauermagnet—Werkstoffe, Techn. Mitt. Krupp, 14 (1956), H. 1, 2.

102. Krupp Widia Fabrik, Katalog von Dauermagnetstoffen.

103. Fahlenbrach und Sommerkorn, Dauermagnete in Kleinmotoren, ETZ-A 75 (1954), 299.

104. Koppelman, Permanent Magnets from Ultrafine Iron Powder, Phys. Rev., 79 (1950), 739.

105. Fahlenbrach, Oxydische Dauermagnete mit magnetischer Vorzugsrichtung, ETZ-A 74 (1953), 388.

105a. Gould, Progress in Permanent-Magnet Materials, Proc. Instn. Electr. Engrs., A 106 (1959), 493.

106. Kussmann und Yamada, Zur Definition und Bestimmung der Koerzitivkraft von Dauermagneten usw., Arch. Elektrotechn., 42 (1956), 237.

107. Fahlenbrach, Der Grundprozeß der Magnetisierung bei Alni- und Alnico-Dauermagnetlegierungen, Techn. Mitt. Krupp, 12 (1954), 177.

108. Panezakiewicz, Magnetisierungsablauf und die Wirbelstromverluste in Eisenblechen, Arch. Elektrotechn., 33 (1939), 554.

109. Reed, An Experimental Investigation of the Theory of Eddy—Currents in Laminated Cores of Rectangular Section, 80 (1937) 567.

110. Brailsford, Investigation of the Eddy-Current Anomaly in Electrical Sheet Steels, J. Instn. Electr. Engrs., 95 (1948), 11, 38.

111. Blanke, The Eddy-Current Anomaly in Ferromagnetic Laminates at High Rates of Change of Flux, Proc. Instn. Electr. Engrs., 96 (1949), 11, 705.

112. Sorger, Wirbelstromanomalie in Blechkernen, Frequenz, 8 (1954), 83.

113. Aspden, Eddy-Currents in Solid Cylindrical Cores Having Non-Uniform Permeability J. Appl. Phys., 23 (1952), 523.

114. Rusbild und Orkaja, Messung der Ummagnetisierungsverluste usw., ETZ-A 77 (1956), 295.

115. Kollman, Fragen bei der Auslegung von Transformatorkernen, Elin-Z. 5 (1953), 15.

116. Tajlor, The Measurement of Interlaminar Resistance of Varnish — Insulated Silicon-Steel Sheet for Large Electrical Machines, Proc. Instn. Electr. Engrs., 98 (1951), 11, 63.

117. Pawlek und Reichel, Fortschritte auf dem Gebiete der magnetischen Werkstoffe und ihrer Anwendung, AEG-Mitt., 46 (1956), 337.

118. Koch und Strnat, Zum Problem der Ummagnetisierungsverluste, E und M 73 (1956), 493.

119. Hesselbach, Warmgewalzte Elektroleche mit magnetischer Vorzugsrichtung, E und M 73 (1956), 5.

119a. Provaznik, Oberflächenverluste in elektrischen Maschinen, Elektr. Obzor, 48 (1959), 566.

К главе восьмой

120. Fischer und Moser, Die Nachbildung von Magnetisierungskurven durch einfache algebraische oder transzendente Funktionen, Arch. El., 42 (1956) 286.

121. Schuisky, Die magnetische Spannung längs des Ständer- und Läuferjoches bei Induktionsmaschinen, Arch. Elektrotechn., 42 (1956), 199.

122. Weh, Über die Berechnung magnetischer Spannungen in hochgesättigten Jochen von Drehstrommaschinen, Arch. Elektrotechn., 43 (1957), 77.

123. Gynt und Schuisky, Berechnung der magnetischen Spannung für Joch und Zähne, ETZ-A 79 (1958), 780.

123a. Oberretl, Die magnetische Rotorjochspannung bei Asynchronmaschinen, E und M 76 (1959), 449.

124. Schuisky, Verzäpfte Stoßfugen in magnetischen Kreisen, Bull. SEV 48 (1957), 1118.

125. Küchler, Magnetischer Widerstand verschachtelter Stoßungen im Eisenkreis von Transformatoren, Z. Elektrotechn., 2 (1948), 97.

126. Buttler and Mang, The Effects of Overlapping Joints in Laminated Magnetic Cores of the m. m. f. and Power Required for their a. c. Magnetization, J. Instn. Electr. Engrs., 95 (1948), 11, 15.

127. Brechna, Betrachtungen zum gegenwärtigen Bau der Eisenkörper von Transformatoren, Bull. Oerlikon, Nr. 324 (1957), 70.
 128. Hug, Permanente Magnete, die Bemessung ihres Kreises, Bull. SEV, 41 (1950), 661.
 128a. Vogel, Synchrongeneratoren mit Permanentmagneten, Elektr., 14 (1960), 89, 131.
 129. Pohl, Theory of Pulsating-Field Machines, J. Instn. Electr. Engrs., 93 (1946), 37.
 130. Büssing, Einige Probleme bei der Gleichpolmaschine, ETZ-A, 73 (1952), 285.
 131. Schönbacher, Berechnung der Leerlaufkennlinie eines Mittelfrequenz-Generators vom Gleichpoltyp, ETZ-A, 76 (1955), 256.
 132. Schmitz, Der Mittelfrequenzgenerator nach System Guy, ETZ-A, 78 (1957), 358.
 133a. Oboukhoff, Eine Methode der Berechnung von Mittel- und Hochfrequenzmaschinen usw., Arch. Elektrotechn., 25 (1931), 310.
 133b. Oboukhoff, A Method of Designing Medium and High Frequency Alternators, Oklahoma Agricultural and Mechanical College, Publication, Nr. 40, vol. 10, (1939); Nr. 7, 13, vol. 1 (1930).

К главе девятой

134. Kupfer und Kupferlegierungen, Deutsches Kupfer-Institut E. V., 1952.
 135. Aluminium Katalog der AB Svenska Metallverken.
 136. Aluminium-Läuferwicklung, Electr. Engng., 71 (1952), 1052.

К главе десятой

137. Field, Trans. Amer. Inst. Electr. Engrs., 24 (1905), 659.
 138. Emdé, Einseitige Stromverdrängung in Ankernuten, E und M, 24 (1908), 703.
 139. Richter, Über zusätzliche Kupferverluste, Arch. Elektrotechn., 2 (1914), 518.
 139a. Ringland und Rosenberg, A New Stator Coil Transposition for Large Machines, Amer. Inst. Electr. Engrs. Power, Apparatus and Systems, No. 44, (1959), 743.
 140. Schuisky, Stromverdrängungsmotoren, Arch. Elektrotechn., 27 (1933), 77, 185.
 141. Laible, Stromverdrängung in Nutenleitern., Arch. Elektrotechn., 27 (1933), 558.
 142. Krämer, Die Berechnung der geeigneten Nutenform für Stromverdrängungsläufer, ETZ-A, 52 (1931), 75.
 143. Zur NIEDEN, Berechnung von Stäben für Stromverdrängungsmotoren, E und M, 51 (1933), 129.
 144. Waldvogel, Neue graphische Methode für die Berechnung des Skineffekts in Nutenkupfer, Bull. SEV, 22 (1931), 192.
 145. Wanger, Stromverdrängung bei Ausgleichsvorgängen in Nutenleitern, E und M, 49 (1931), 799.
 146. Kooß, Nutenquerfeld und Stromverdrängung während der Stromwendung bei Gleichstrommaschinen, Arch. Elektrotechn., 30 (1936), 502.
 147. Jasse, Beitrag zur Frage günstiger Stabhöhe bei Stromverdrängung Arch. Elektrotechn., 39 (1950), 323.

К главе одиннадцатой

148. Mayer, Zusätzliche Verluste in den Stirnverbindungen der Wechselstromwicklungen, E und M, 75 (1958), 97.
 149. Vidmar, Wirbelstromwärme in Großtransformatorkupfer, E und M, 71 (1954), 249.
 150. Dreyfus, Zusätzliche Kommutierungsverluste bei Gleichstrommaschinen, E und M, 32 (1914), 281.

151. Dreyfus, Theorie der zusätzlichen Kommutierungsverluste von Gleichstrommaschinen, Arch. Elektrotechn., 3 (1915), 273.

151a. Kade, Die Temperaturabhängigkeit der Zusatzverluste, Z. Elektrotechn., 1950, 11, 2.

152. Schuisky, Zusatzverluste im nicht isolierten Käfig, Bull. SEV, 44 (1953), 330.

153. Rossmair, Berechnung der durch unisolierte Käfige hervorgerufenen Zusatzverluste bei Asynchronmaschinen, E und M, 57 (1939), 249.

153a. AIEE Committee Report, Stray Load Loss Measurement in Induction Machines, Amer. Inst. Electr. Engrs. Power. Apparatus and Systemt, No. 41 (1959), 67.

154. Odok, Zusatzverluste und Zusatzmomente in Kurzschlußbankermotoren mit unisolierten Stäben, Diss., Zürich, 1955.

154a. Alger, Angst and Davis, Stray Load Losses in Polyphase Induction Machines, Amer. Inst. Electr. Enrs. Power. Apparatus and Systems, No. 42 (1959), 349.

155. Schuisky, Stray Losses in the Damping Shield Plates of Large Turbine Generators, Ingenieur (s-Gravenhage), 69 (1957), E 57.

156. Winchester, Stray Losses in the Armature End Iron of Large Turbine Generators, Amer. Inst. Electr. Engrs. Power. Apparatus and Systems, 72 (1955), 381.

157. Lammernaner, Die Wirbelstromverluste unterteilter Leiter, die in den Stirnverbindungen verschränkt sind. Skoda-Mitt. 2 (1939), 65.

158. Brandt und Pohl, Die für die Stromverdrängung in Evolventenbügeln entscheidenden Streufeldkomponenten und die Bügelverschränkung bei großen Generatoren, Arch. Elektrotechn., 27 (1933), 105.

159. Dreyfus, Die Berechnung der Wirbelstromverluste in den unmagnetischen Probringen großer Turbogeneratoren, Arch. Elektrotechn., 27 (1933), 295.

160. Waldvogel, Die zusätzlichen Kupferverluste bei Dreiwicklungs-transformatoren, Bull. SEV, 81 (1940), 92.

К главе двенадцатой

161. Kataloge der Firmen le Carbone, Ringsdorff und Morganite.
 162. Schroter, Zur Physik des Schleifkontaktes, Arch. Elektrotechn., 18 (1927), 111.
 163. Schroter, Der Übergangswiderstand von Schleifkontakten ETZ-A 76 (1955), 498.
 164. Bielefeldt, Riefenbildung an den Kommutatoren und Schleifringen bei Verwendung elektrographitierter Kohlebürsten, ETZ-A 74 (1953), 36.
 165. Töfflinger, Unterteile Kohlebürsten, ETZ-A 73 (1952), 573.
 166. Reinhardt, Bestimmung des Wirkungsgrades umlaufender elektrischer Maschinen, Arch. techn. Messen V 3441, 5 Lfg. 205 (1953), 33; V 3441, 2 Lfg. 201 (1952), 217.
 167. Reinhardt, Prüfung und Abnahme von elektrischen Maschinen, Band 1. Karlsruhe, Braun., 1956.
 168. Nürnberg, Die Prüfung der elektrischen Maschinen, 3 Aufl. Berlin—Göttingen—Heidelberg, Springer-Verlag, 1955.

К главе тринадцатой

169. Rotherth, Über die Nutstreuung elektrischer Maschinen, Arch. Elektrotechn. 32 (1938), 306, 372, 434.
 170. Adams, Beitrag zur Berechnung der Streuleitfähigkeit von halb offenen Nuten, Arch. Elektrotechn. 32 (1938), 64, 829.
 171. Jasse und Ziganke, Beitrag zur Nutstreuung von elektrischen Maschinen, Arch. Elektrotechn. 22 (1929), 177.
 172. Kucera, Magnetische Zahnstreuung bei elektrischen Maschinen, E und M 58 (1940), 329.
 173. Barnes, An Experimental Study of Induction Machine Endturn Leakage Reactance, Trans. Amer. Inst. Electr. Engrs., 70 (1951), 671.

- 173a. Honsinger, Theory of End-Winding Leakage Reactance, Amer. Inst. Electr. Engrs. Power. Apparatus and Systems, No. 43 (1959), 417.
174. Weissheimer, Die Stirnstreuung der Synchronmaschinen, Arbeiten aus dem Elektrotechnischen Institut der Technischen Hochschule Karlsruhe, Band 5 (1927—1929).
175. Kürzel, Stirnsteuerung der Induktionsmaschinen, Diss. Karlsruhe, 1932.
176. Lehmann, L'influence de l'épaisseur des bobines inductrices sur leurs fuites interpolaires, Rev. Gén. Electr., 36 (1934), 11, 757.
177. Heller und Kauders, Das Görgessche Durchflutungspolygon, Arch. Elektrotechn., 29 (1935), 599.
- 177a. Kron, La dispersion différentielle dans les machines d'induction, Rev. Gén. Electr., 23 (1928), 433.
178. Humburg, Die Berechnung der Spaltstreuung in synchronen und asynchronen Maschinen, Arch. Elektrotechn., 34 (1940), 669.
179. Tüxen, Doppeltverkettete Streuung von Dreiphasen—Zweischichtwicklungen, E und M, 58 (1940), 264.
180. Jordan und Lax, Untersuchung des Einflusses einer nicht in den Nutmittellinien konzentriert vorausgesetzten Durchflutung auf die doppeltverkettete Streuung, E und M, 58 (1940) 393.
181. Schack-Nielsen, Die doppeltverkettete Streuung von Einphasenmotoren mit Hilfsphase, E und M, 57 (1939), 64.
182. Kučera, Magnetische Streuung an den Spulenköpfen der verteilten Wicklungen, E und M, 57 (1939), 328, 364.
183. Kučera, Magnetische Zahnstreuung bei elektrischen Maschinen, E und M, 58 (1940), 329.
184. Schmitz, Die doppeltverkettete Streuung beim Lauf und Stillstand, ETZ 64 (1943), 297.
185. Humburg, Begriff und Aufteilung der Streuung bei synchronen und asynchronen Maschinen, Arch. Elektrotechn., 34 (1940), 445.
186. Kron und Bopp, Beitrag zur praktischen Berechnung des Koeffizienten der doppeltverketteten Streuung, Arch. Elektrotechn., 41 (1953), 136.
- 186a. Bitter, Erfahrungen im Bau von großen Drehstrommotoren, Elin-Z. 7 (1955), 1.
187. Rabb und Williams, Circuit Analysis Method for Determination of AC Impedances of Machine Conductors, Trans., Amer. Inst. Electr. Engrs., 60 (1951), 661.
188. Knaak, Zusätzliche Streuung bei Drehstromtransformatoren, ETZ 59 (1938), 745.
189. Küchler, Das Streufeld von Transformatorwicklungen, Z. Elektrotechn., 2 (1949), 25.
190. Helles, Streuungsberechnung bei Transformatoren mit unterteilten Wicklungen, E und M, 49 (1931), 941.
191. Berghahn, Die Streureaktanzen eines Einphasentransformators, Arch. Elektrotechn., 27 (1933), 761.
192. Knaak, Beitrag zur Berechnung der Streuung bei symmetrischen Scheibenwicklungen, ETZ 60 (1939), 47.
193. Knaak, Beitrag zur Berechnung der Streuung bei unsymmetrischen Scheibenwicklungen, Arch. Elektrotechn., 33 (1939), 326.
194. Ostendorf, Die wirksamen Streuinduktivitäten von Gleichrichterspannern, Arch. Elektrotechn., 33 (1939), 440.
195. Festl, Über die genauere Bestimmung der Kurzschlußspannung von Transformatoren, E und M, 69 (1952), 30; 70 (1953), 303.

К главе четырнадцатой

196. Standart Handbook for Electrical Engineers, New York, Mc, Graw-Hill, 1949.
197. Laible, Die Reaktanzen und andere Konstanten der Synchronmaschine, Bull. Oerlikon, Nr. 300 (1953), 59.

- 197a. Menon, An Accurate Method of Calculation of Subtransient Reactances of Synchronous Machines, Amer. Inst. Electr. Engrs. Power. Apparatus and Systems, No. 42 (1959), 371.
198. Wander, Einführung der «Pendel». — Reaktanz, BBC-Mitt., 24 (1937), 103.
199. Petzold, Pendelreaktanz und Grenzstoßbelastung der Drehstrommaschine, E und M, 69 (1952), 458.
200. Laible, Pendelreaktanz, Bull. Oerlikon, Nr. 311 (1955), 53.
201. Provaznik, Reaktanz von Synchronmaschinen, Elektr. Obzor, 40 (1951), 49.
202. Kovács, Messung der gesättigten Werte der synchronen Längs- und Querreaktanzen im Stillstand, E und M, 74 (1957), 473.
203. Dalton and Cameron, Simplified Measurement of Subtransient Reactances in Synchronous Machines, Electr. Engr., 71 (1952), 167.
204. Matena, Unmittelbare Messung der transienten und subtransienten Reaktanz von Synchrongeneratoren, Elektr. Obzor, 41 (1952), 265.
205. Priess, Messung von Blindwiderständen der Synchronmaschinen im Kurzschluß, ETZ-A, 79 (1958), 354.
- 205a. Bitter, Anpassung der Stromerzeuger an die heutigen Netzverhältnisse, Elin-Z., 11 (1959), 59.

К главе пятнадцатой

206. Schuisky, Übergangsvorgänge bei der Leonard-Schaltung, E und M 71 (1954), 125.
207. Frauenberger, Der Regelungsvorgang und die an die Meßeinrichtung und das Stellglied zu stellenden Anforderungen, ETZ-A (1952), 186.
208. Lammerner, Schnelle Spannungsumkehr des Leonard-Generators mittels einer gegenkomponierten Erregermaschine, Elektr. Obzor, 41 (1952), 342.
209. McClinton, Brangato and Panoff, Transient Characteristics of d-c Motors and Generators, Electr. Engr., 69 (1950), 301.
210. Linville and Ward, Solid Short Circuit of d-c Motors and Generators, Trans., Amer. Inst. Electr., 68 (1949), 119.
211. Linville, Current and Torque of d-c Machines on Short Circuit, Trans., Amer. Inst. Electr. Engrs., 65 (1946), 956.
- 211a. Bühler, Untersuchungen von Ward—Leonard—Regelungen mit einem Analogiegerät, Bull. SEV, 50 (1959), 1062.
212. Lyon, Transient Analysis of Alternating Current Machinery, New York, Wiley and Sons., 1954.
213. Laible, Die Theorie der Synchronmaschine im nichtstationären Betrieb mit Anwendungsbeispielen der modernen amerikanischen Literatur, Berlin—Göttingen—Heidelberg, Springer-Verlag, 1952.
- 213a. Rossmair, Die Beanspruchung der Fundamente elektrischer Maschinen usw., BBC-Nachr., 31 (1944), 10.
214. Park, Two-Reaction Theory of Synchronous Machines, Trans. Amer. Inst. Electr. Engrs., 48 (1929), 48, 716.
215. Slamek, Der unstationäre Kurzschlußstrom der Synchronmaschine, E und M, 70 (1953), 291, 322.
216. Reiser, Die Bestimmung der Stoßkurzschlußströme von Turbogeneratoren mit Dämpferwicklung, Arbeiten aus dem Elektrotechnischen Institut der Technischen Hochschule Karlsruhe, Band 5 (1927—1929).
- 216a. Schuisky, Übergangsvorgänge bei Synchronmaschinen auf Grund der Drehfeldtheorie, Ingenieur (s-Gravnhage), 71 (1959), E 71.
217. Fouermair, Ersatzbilder elektrischer Maschinen bei Ausgleichsvorgängen, Bull. SEV, 44 (1953), 527.
- 217a. Caroller, Simulation einer Synchronmaschine mit einer Analogie-rechenmaschine, BBC-Mitt., 46 (1959), 299.
218. Concordia, Synchronous Machines, Theory and Performance, New York, Wiley and Sons, 1951.

218a. H a n n a k a m, Einsatz von Rechenmaschinen bei der Behandlung stationärer und dynamischer Vorgänge von elektrischen Maschinen, VDE-Buchreihe, Bd. 3, 212, Berlin, VDE-Verlag G. m. b. H., 1958.

218b. H a n n a k a m, Entwicklung geschlossener Näherungsbeziehungen für unsymmetrische Kurzschlußströme der synchronen Schenkelpolmaschine, Arch. Elektrotechn., 45 (1960), 118.

219. S c h u i s k y, Übergangsvorgänge bei Induktionsmaschinen, Arch. Elektrotechn., 42 (1955), 55.

220. R e i n h a r d t, Der Anlauf von Drehstromasynchronmotoren als Schaltvorgang, Arch. Elektrotechn., 40 (1951), 113.

221. S c h u i s k y, Drehmomentstöße beim Einschalten eines Induktionsmotors, ETZ-A 73 (1952), 403.

221a. K o v a c s und R á c z, Transientvorgänge in Wechselstrommaschinen, Budapest, Akademie-Verlag, 1959.

222. W a h l und K i l g o r, Transient Starting Torques in Induction Motors, Trans., Amer. Inst. Electr. Engrs., 59 (1940), 603.

222a. V a n d e n B u r g, Transients in Asynchronous Machines, Second International Analogy Computations Meeting Proceeding, Strasbourgs, 1—6, Sept., 1958.

223. K l a g e und L i n k h, Messung des Anlaufmoments von Asynchronmotoren, Physik, Z. 38 (1938), 367.

223a. B l o m, The Transient Behaviour of a Three Phase Induction-Motor Studied with an Analog Computer, Ingenieur ('s-Gravenhage), 71 (1959), E 61.

223b. P a v l a s e k, Übergangsmomente eines Asynchronmotors mit abbremsendem Rotor, Elektr. Obzor 48 (1959), 410.

224. K u n d i n g e r, Abschalten von Käfigläufermotoren, ETZ-71 (1950), 609.

225. G r o s s e - B r a u c k m a n n, Das Verlustleistungsgesetz, ETZ-A, 76 (1955), 812.

К главе шестнадцатой

226. U m a n s k y und L i n v i l l e, Speed Transients of d. c., Rolling Mill Motors, Electr. Engng., 54 (1935), 387.

227. N e c h l e b a, Erweiterung des Begriffes der Zeitkonstanten, ETZ-A 74 (1953), 98.

228. J a i n, Die Definition, Berechnung und experimentelle Ermittlung der verschiedenen Zeitkonstanten einer Synchronmaschine mit ausgeprägten Polen, E und M, 75 (1958), 617.

229. S c h u i s k y, Zeitkonstanten der Doppelkäfigwicklung beim Übergangsvorgang, E und M, 73 (1956), 473.

К главе семнадцатой

230. R o s e n b e r g, Einseitiger magnetischer Zug in elektrischen Maschinen, ETZ 39 (1918), 1, 15, 25.

231. K u c e r a, Axialer magnetischer Zug bei elektrischen Maschinen, E und M, 59 (1941), 305.

232. B r a d f o r d und R h u d y, Axial Magnetic Forces on Induction Machine Rotors, Trans., Amer. Inst. Electr. Engrs., 72 (1953), 488.

233. P ö l l i o t, Die Berechnung von Verschiebeankermotoren, Z. Elektrotechn., 2 (1949), 28.

234. R o b i n s o n, The Calculation of Unbalanced Magnetic Pull in Synchronous and Induction Motors, Trans., Amer. Inst. Electr. Engrs., 62 (1943), 620.

235. C r a w f o r d, Unbalanced Magnetic Pull, Engineering, 171 (1951), 304.

236. J a c o b y, Greift die Kraft an der Wicklung oder an den Zähnen an, Sachsenwerk-Mitt., 7 (1937), 22.

237. H u m b u r g, Die Entstehung des Drehmoments in elektrischen Maschinen, ETZ 71 (1950), 311.

238. B r ü d e r l i n k und H e l l e s, Zur mechanischen Beanspruchung der Polbefestigung bei Synchronmaschinen durch den magnetischen Zug, ETZ 73 (1952), 396.

239. S c h u i s k y, Magnetische Zug an den Polen, E und M, 73 (1956), 396.

240. S w a t o s c h, Die mechanische Koppelwirkung des einseitigen magnetischen Zuges in elektrischen Maschinen, E und M, 75 (1958), 638.

241. L e i n e r, Wicklungsbeanspruchungen bei plötzlichen Kurzschlüssen von Synchrongeneratoren, E und M 59 (1941), 521.

242. C a l v e r t, Forces in Turbine-Generator Stator Windings., Trans. Amer. Inst. Electr. Engrs., 50 (1931), 178.

243. H a r r i n g t o n, Forces in Machine and Winding, Trans. Amer. Inst. Electr. Engrs., 71 (1952), 849.

244. S c h u i s k y, Stromkräfte an den Wicklungsköpfen, Ingenieur ('s-Gravenhage), 67 (1955), 110.

245. M a y e r, Dynamische Stöße auf die Stirnwicklungen usw., E und M 71 (1954), 504; 73 (1956), 8.

246. S t r o m b e r g, Mechanical Forces in A. C. Machine Stator Winding Due to Short-Circuits, ASEA-J, 21 (1948), 87.

247. K n y p e r, Beitrag zur Berechnung der Streureaktanzen von Transformatoren und der an den Wicklungen auftretenden Kräfte, Diss. Delft, 1949.

248. D e l P e d r o, Axiale Kräfte in Asynchronmaschinen, Bull. Oerlikon, Nr. 325 (1957), 86.

249. C h r i s t a l, Die Verteilung der Stromkräfte an Transformatorenwicklungen, Arch. Elektrotechn., 44 (1958), 1.

250. F i s c h e r, Einfluß des Eisenkernes auf die Stromkräfte von Transformatoren, ETZ, 59 (1938), 929.

251. K n a a k, Beitrag zur Berechnung der Stromkräfte an Transformatorenwicklungen bei plötzlichem Kurzschluß, E und M, 61 (1943), 455.

К главе восемнадцатой

252. G o t t e r, Erwärmung und Kühlung elektrischer Maschinen, Berlin—Göttingen—Heidelberg, Springer-Verlag, 1954.

253. P e l c z e w s k i, Zagadnie cieplne w maszynach elektrycznych., Warszawa, 1956.

254. B ö h m, Erwärmung von Maschinen mit radialen Schlitzen, ETZ, 42 (1921), 1389.

255. B ö h m, Vorausberechnung der Erwärmung elektrischer Maschinen, ETZ, 43 (1922), 810.

255a. S t u m p p, Grundsätzliche Untersuchungen am symmetrischen Temperaturbild elektrischer Maschinen, D. Elektrotechnik 12 (1958), 121.

256. H u m b u r g, Temperaturverteilung im Innern von Spulen, E und M, 27 (1909), 677.

257. J a k o b, Höchsttemperatur in Spulen, Arch. Elektrotechn., 10 (1921), 47.

258. H e i l e s, Über die zweckmäßige Gestaltung und Anordnung von Kühlrippen, E und M, 69 (1952), 323.

259. P o t t e r, Measurement of Temperature in General-Purpose Squirrel-Gage Induction Motors., Trans. Amer. Inst. Electr. Engrs., 58 (1939), 468.

260. R o s s m a i e r, Ein Beitrag zur Vorausberechnung der Erwärmung elektrischer Maschinen, E und M, 60 (1942), 513.

261. S z a l a y, Beitrag zur Ermittlung der Temperaturen im Stator eines Turbogenerators, E und M, 72 (1955), 25.

262. B i t t e r, Erfahrungen im Bau von Kleinmotoren, Elin-Z., 4 (1952), 85.

263. C a s e r, Kühlungsverhältnisse und Erwärmung elektrischer Maschinen bei Aufstellung in großen Höhen, ETZ-A, 76 (1955), 392.

263a. L i e b e, Einfluß der Luftdichte (Meereshöhe) auf die Kühlung elektrischer Maschinen, Siemens-Z., 33 (1959), 575.

264. M o d l i n g e r, Grundlagen für die Wasserstoffkühlung bei Turbogeneratoren, ETZ-A, 75 (1954), 476, 520.

265. H a r m s, Die Wärmeflüsse in den Rotoren der Turbogeneratoren, Arch. Elektrotechn., 27 (1933), 1.

266. J a s s e, Zur Frage der axialen Wärmeleitungen in Maschinenwicklungen, Z. Elektrotechn., 2 (1949), 111.

267. J a s s e, Die Wärmeströmung im Blechpaket von Turbogeneratoren, Arch. Elektrotechn., 39 (1950), 489.

268. H a k, Möglichkeiten und Aussichten einer unbeschränkten Lösung des Wärmeproblems von elektrischen Maschinen, E und M, 74 (1957), 305.

269. H a k, Der Luftspalt — Wärmewiderstand einer elektrischen Maschine, Arch. Elektrotechn., 42 (1956), 257.

270. H a k, Temperaturverteilung in Leitern mit innerer Kühlung, Arch. Elektrotechn., 43 (1957), 320.

271. H a k, Lösung eines Wärmequellennetzes mit Berücksichtigung der Kühlströme, Arch. Elektrotechn., 42 (1955), 137.

272. H a k, Die inneren axialen Wärmewiderstände einer elektrischen Maschine, Arch. Elektrotechn., 43 (1957), 58.

272a. H a k, Wärmequellen — Netze elektrischer Maschinen, E und M, 76 (1959), 236.

272b. H a k, Einseitig geheizte Kanäle in elektrischen Maschinen, Arch. Elektrotechn., 44 (1959), 107.

272c. H a k, Zur Berechnung der Lüfter elektrischer Maschinen, ETZ-A, 80 (1959), 264.

272d. Der Wärmewiderstand zwischen Zahn und Joch, Arch. Elektrotechn., 45 (1960), 49.

273. K o t n i k, An Equivalent Thermal Circuit for Non Ventilated Induction Motor, Trans. Amer. Inst. Electr. Engrs., 73 (1955), 111 1604.

273a. W e i s s h e i m e r, Oberflächenbelüftete Drehstrommotoren, Die Entwicklung der Starkstromtechnik bei den Siemens-Schuckert-Werken, Erlangen, Siemens, 1953.

274. B ü s s i n g, Vereinfachte Berechnung der Erwärmung elektrischer Maschinen, Arch. Elektrotechn., 34 (1940), 473.

274a. S c h u i s k y, Bestimmung der Erwärmung von elektrischen Maschinen und Transformatoren mit Hilfe des Wärmenetzes, Bull. SEV, 50 (1959), 825.

275. H a r m s, Temperaturverteilung und Wärmeströmung eines homogen gebetteten Leiters mit zwei verschiedenen Wärmedurchgangszahlen, Arch. Elektrotechn., 33 (1939), 131.

276. M o n t s i n g e r, Loading Transformers by Temperature, Trans. Amer. Inst. Electr. Engrs., 49 (1930), 397.

277. B ü s s i n g, Beiträge zum Lebensdauergesetz elektrischer Maschinen, Arch. Elektrotechn., 36 (1942), 333.

278. F r e n t z, Ein Berechnungsschema für die Lebensdauer elektrischer Isolierstoffe bei Beanspruchung durch periodische Temperaturspiele, E und M, 75 (1958), 485.

279. B a c h, Über die Erwärmung des n-Körper-Systems, Arch. Elektrotechn., 27 (1933), 749.

280. J e h l e, Temperaturanstieg in elektrischen Maschinen, ETZ, 51 (1930), 1166.

281. S c h u i s k y, Beitrag zur Ersatzkurzprüfzeit für elektrische Maschinen, ETZ, 73 (1952), 517.

282. S c h u i s k y, Verluste und Maschinengröße bei kurzzeitigen und aussetzenden Betrieben, Bull. SEV, 34 (1943), 111.

283. B ü s s i n g, Berechnung des Temperaturanstieges in elektrischen Maschinen unter Berücksichtigung ihres unhomogenen Aufbaues, E und M, 61 (1943), 241.

284. S t u m p p, Über den Temperaturanstiegsvorgang in stark unihüllten und vollständig eingebetteten Wicklungen, E und M, 59 (1941), 73.

285. P o t t e r and T r o h a r d t, Shutdown Versus Hot-Spot Temperatures in Polyphase Induction Motors, Trans. Amer. Inst. Electr. Engrs., 65 (1946), 56.

286. B a t e s and T u s t i n, Temperature Rises in Electrical Machines as Related to the Properties of Thermal Networks., Proc. Instn. Electr. Engrs., A 103 (1956), 471, 483.

286a. T u s t i n, N e t t e l and S o l t, Performance and Heating Curves for Motors on Short-Run Duties., Proc. Instn. Electr. Engrs., A 103 (1956), 493.

287. J a s s e, Bedeutung der Wärme-Zeit-Konstanten bei elektrischen Maschinen, Z. Elektrotechn., 2 (1949), 216.

288. L o e b n e r, Die bei Überlastung thermisch hoch beanspruchten Wicklungen zu erwartenden Übertemperaturen., E und M, 75 (1958), 464.

289. B ü s s i n g, Der Temperaturanstieg bei Mittelfrequenzmaschinen, E und M, 71 (1954), 173.

290. S c h u i s k y, Erwärmung der Stäbe eines Kurzschlußkäfigs, Arch. Elektrotechn., 41 (1953), 103.

291. S c h u i s k y, Temperaturverteilung im Hochstab beim Anlauf., E und M, 70 (1953), 521.

291a. S c h u i s k y, Die günstige Gestaltung der Kurzschlußbringe bei Induktionsmaschinen., E und M, 76 (1959), 455.

292. S c h u i s k y, Beitrag zur praktischen Berechnung der Erwärmung des Kurzschlußkäfigs beim Anlauf, Bremsen und Reversieren, E und M, 72 (1955), 169.

292a. H u s t e r und B i e r f e l d, Schlagwetter- und explosionsgeschützte Elektromotoren, Elektri 14 (1960), 121.

293. R o s s m a i e r, Der Temperaturverlauf in einem Stab usw., Arch. Elektrotechn., 32 (1938), 124.

293a. S t u m p p, Die Stillstandserwärmung von Wicklungen, Elektri 14 (1960), 126.

294. S c h u i s k y, Starting Losses in Winding of Double Squirrel Cage Motors, J. Instn. Electr. Engrs. 95 (1948), 325.

295. S c h u i s k y, Ständererwärmung von Kurzschlußläufermotoren, ETZ-A (1953), 238.

295a. P i c o z z i, Factors Influencing Starting Duty of Large Induction Motors, Amer. Inst. Electr. Engrs. Power. Apparatus and Systems, No. 42 (1959), 402.

296. S t i e r, Die elektrische Maschine im unsymmetrischen Mehrphasensystem, ETZ-A, 74 (1953), 564.

296a. G r a f f o r d, D u e s t e r h o e f f t and M o s h e r, Heating of Induction Motors on Unbalanced Voltages, Amer. Inst. Electr. Engrs. Power, Apparatus and Systems, No. 42 (1959), 282.

K главе девятнадцатой

297. R i c h t e r, Hauptabmessungen elektrischer Maschinen und ihre Materialausnutzung, ETZ-A, 73 (1952), 705.

298. H a l t, Die Materialausnutzung von Typenreihen bei Drehstrommaschinen, D. Elektrotechnik, 7 (1953), 221.

299. H a l t, Zur Bestimmung der Hauptabmessungen von Drehstrommaschinen, D. Elektrotechnik 6 (1952), 215.

300. B o b e k, Wirtschaftliche Gesichtspunkte beim systematischen Neuaufbau der Reihen elektrischer Maschinen, VDE-Ber., 1950.

301. F i e d l e r, Die Grenzleistung großer Gleichstrommaschinen, Elin-Z. 4 (1952), 21.

302. P o s t n i k o w, Die Wahl optimaler geometrischer Abmessungen elektrischer Maschinen, Berlin, Verlag Technik, 1955.

303. V i d m a r, Der wirtschaftliche Aufbau der elektrischen Maschinen, Berlin, Springer-Verlag, 1918.

304. S c h u i s k y, Einige Beispiele für die Berechnung einer Maschinenreihe mit Hilfe der Ähnlichkeitsgesetze, E und M, 67 (1950), 308.

305. D e J o n g, Die Ähnlichkeitsgesetze des Kurzschlußmotors. Electrotechnik (Den Haag), 25 (1947), 371.

306. R o s s m a i e r, Die wirtschaftliche elektrische Maschine, ETZ, 71 (1950), 678.

307. K a d e, Die Wachstumsgesetze des Induktionsmotors, ETZ-A, 73 (1952), 629.

308. W e i s s, K a d e und K l a i n t, Kurze oder lange Drehstrommotoren, ETZ, 72 (1951), 539; 73 (1952), 385.

309. D e J o n g, Die richtige Wahl der Hauptabmessungen von Drehstrommotoren, E und M, 70 (1953), 11.

310. Harlin, Das Verhältnis der Nuthöhe zu Nutbreite, ETZ-A, 74 (1953), 651.
311. Quittner, Die Grundprobleme der physikalischen Modellnachbildung von Synchrongeneratoren, E und M, 75 (1959), 45.
312. Веников и Иванов-Смоленский, Развитие физических моделей электрических систем, Электричество 75 (1955), № 8, 1.
313. Костенко и Урусов, Электродинамические модели гидрогенераторов Куйбышевской ГЭС, «Электричество», 75 (1955), № 8, 11.
314. Kulda und Adam, Modellieren der Kurzschlußkräfte von Transformatoren, Elektr. Orzorg, 48 (1959), 572.
315. Herzog, Andersen, Schrimglour and Chow, The Application of Digital Computers to Rotating-Machine Design, Amer. Inst. Electr. Engrs. Power. Apparatus and Systems, No. 44 (1959), 67.

ЕДИНИЦЫ ИЗМЕРЕНИЯ

Длина *м*
 Время *сек*
 Скорость *м/сек*
 Угловая скорость *рад/сек*
 Масса *кг = вт·сек/м²*
 Плотность *кг/м³*
 Момент *кг·м*
 Сила $1 \text{ н} = 10^5 \text{ дин} = 0,102 \text{ кг} = \text{вт·сек/м}$
 Давление $1 \text{ н/м}^2 = 0,1 \text{ мм вод. ст.} = 10^{-4} \text{ ат}$
 Крутящий момент $1 \text{ н·м} = 0,102 \text{ кг·м} = 1 \text{ вт·сек}$
 Работа, энергия $1 \text{ вт·сек} = 1 \text{ дж} = 1 \text{ н·м} = 0,102 \text{ кг·м} = 235 \cdot 10^{-3} \text{ ккал}$
 Мощность $1 \text{ вт} = 0,00136 \text{ л. с.} = 0,102 \text{ кг·м/сек} = 1 \text{ н·м/сек}$
 Температура $^{\circ}\text{C}$
 Удельная теплоемкость *вт·сек/кг·град*
 Удельная теплопроводность *вт/м·град*
 Электрическое напряжение *в*
 Электрический ток *а*
 Электрическое сопротивление *ом*
 Удельное сопротивление *ом·м*
 Индуктивность $1 \text{ гн} = 1 \text{ ом·сек} = 1 \text{ в·сек/а}$
 Емкость $1 \text{ ф} = 1 \text{ сек/ом}$
 Магнитный поток $1 \text{ вб} = 1 \text{ в·сек} = 10^8 \text{ мкс}$
 Напряженность магнитного поля $1 \text{ а/м} = 0,0125 \text{ эрс}$
 Магнитная индукция $1 \text{ вб/м}^2 = 1 \text{ тл} = 10^4 \text{ гс}$
 Магнитная проницаемость в вакууме $\mu_0 = 0,4\pi \cdot 10^{-6} \text{ гн/м}$

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие автора	3
Предисловие редакторов русского перевода	5
Глава первая. Элементы конструкции электрических машин	7
1. Общие положения	—
2. Машины постоянного тока	11
3. Синхронные машины	18
4. Асинхронные машины	26
5. Коллекторные двигатели переменного тока	29
6. Трансформаторы	30
7. Магнитные усилители	33
8. Формы конструктивного исполнения, типы защиты и нормализованные параметры	—
9. Щитки с номинальными данными и обозначения выводов	39
Глава вторая. Основы аналитического исследования машин переменного тока в установившемся режиме	40
1. Геометрические места	—
2. Магнитосвязанные электрические контуры	46
3. Основные уравнения машины с вращающимся полем	51
4. Схема замещения и диаграмма э. д. с.	52
5. Баланс мощностей машины с вращающимся полем (энергетическая диаграмма)	56
6. Основные уравнения теории двух реакций	57
7. Поле в зазоре и его симметричные составляющие	62
Глава третья. Обмотки	73
1. Коллекторные обмотки	74
2. Обмотки машин переменного тока	90
3. Обмотки возбуждения	116
4. Изоляция	120
5. Наведенная э. д. с.	126
6. Распределение тока и эффективное число витков коллекторной обмотки машины переменного тока	130
Глава четвертая. Магнитное поле в электрических машинах	133
1. Основные понятия и законы	—
2. Поле в зазоре и полюсном окне	137
3. Поле в лобовой части машины	161
4. Влияние намагничивающей силы в зубцах и ярме на форму кривой поля	166
5. Магнитный поток в стали	171
6. Поле в равномерном воздушном зазоре	184
7. Несимметрия в магнитной цепи и ее последствия	194

Глава пятая. Поля высших гармонических	201
1. Предварительные замечания	—
2. Фиктивные гармонические трехфазной обмотки	202
3. Высшие гармонические при работе машины под нагрузкой	209
4. Шум электрических машин	216
Глава шестая. Магнитные материалы	220
1. Магнитные свойства материалов	—
2. Практическое изготовление и характеристики легированной кремнием листовой стали	226
3. Кривые намагничивания	231
4. Потери при перемагничивании	238
Глава седьмая. Потери в стали электрических машин	250
1. Общие положения	—
2. Потери в ярме	252
3. Потери в зубцах	255
4. Поверхностные потери	257
5. Пульсационные потери в зубцах	260
6. Добавочные потери в стыках листов активной стали	262
Глава восьмая. Характеристика холостого хода	265
1. Предварительные замечания	—
2. Намагничивающая сила зазора	—
3. Намагничивающая сила зубцов	267
4. Намагничивающая сила ярма	269
5. Приближенный расчет намагничивающей силы ярма и зубцов при аппроксимации кривой намагничивания степенной функцией $H = H_0 (B/B_0)^m$	276
6. Стыки сегментов	288
7. Намагничивающая сила сердечника полюса	294
8. Характеристика холостого хода машины	295
9. Ток холостого хода	298
10. Характеристика холостого хода однофазных коллекторных машин с последовательным возбуждением	299
11. Особенности расчета характеристики холостого хода машин с постоянными магнитами	300
12. Кривая холостого хода высокочастотной машины одноименно-полюсного типа	303
Глава девятая. Активные сопротивления обмоток	306
1. Обмоточные материалы	—
2. Обычные обмотки	310
3. Короткозамкнутые обмотки	311
4. Якорные обмотки коллекторных двигателей переменного тока	314
5. Обмотка одноякорного преобразователя	316
6. Повышение сопротивления вследствие резкого изменения поперечного сечения	319
Глава десятая. Расчет добавочных потерь в проводниках обмотки	320
1. Общие положения	—
2. Потери в прямоугольном стержне, уложенном в паз с параллельными стенками	321
3. Обмотка статора	324
4. Подразделение стержня без транспозиции	334
5. Проводники в пространстве, свободном от ферромагнитных масс (лобовые части обмотки)	336
6. Стержни круглого сечения	339

7. Стержень глубокопазного двигателя и его разновидности	340
8. Обмотка якоря машины постоянного тока	341
9. Обмотки трансформатора	343
Глава одиннадцатая. Добавочные потери	345
1. Общие положения	—
2. Добавочные потери в обмотках	—
3. Добавочные потери в активной стали, зависящие от тока	358
4. Снижение добавочных потерь в лобовом пространстве посредством экранов	360
5. Потери от вихревых токов в тонкой пластине под действием переменного поля	364
6. Суммарные добавочные потери в синхронных машинах с явно выраженными полюсами	365
7. Добавочные потери в асинхронных машинах	368
8. Добавочные потери в коллекторных машинах	374
Глава двенадцатая. Потери, коэффициент полезного действия и коэффициент мощности	—
1. Механические потери	375
2. Электрические потери в щетках	376
3. Коэффициент полезного действия	381
4. Коэффициент мощности	383
Глава тринадцатая. Рассеяние	385
1. Общие положения	—
2. Пазовое рассеяние	386
3. Рассеяние головок зубцов	399
4. Лобовое рассеяние	402
5. Рассеяние полюсов	407
6. Рассеяние высших гармонических или дифференциальное рассеяние в зазоре	409
7. Реактивное сопротивление в расточке статора	429
8. Рассеяние от скоса пазов	430
9. Реактивные сопротивления ротора и их величины, приведенные к обмотке статора	431
10. Реактивные сопротивления рассеяния однофазной асинхронной машины	433
11. Влияние насыщения стали	434
12. Само- и взаимоиндукция коммутирующих катушек	438
13. Реактивное сопротивление рассеяния трансформаторных обмоток	440
Глава четырнадцатая. Активные и реактивные сопротивления электрических машин	444
1. Синхронные машины	—
2. Асинхронные машины	460
3. Специальные схемы включения асинхронной машины	463
4. Реактивные сопротивления рассеяния коллекторных машин переменного тока	469
5. Автотрансформатор	474
Глава пятнадцатая. Переходные процессы	476
1. Машины постоянного тока	—
2. Многофазные машины	484
Глава шестнадцатая. Постоянные времени	505
1. Электромеханическая постоянная времени	—
2. Электромагнитные постоянные времени	506

Глава семнадцатая. Электродинамические силы	520
1. Аксиальные силы	—
2. Радиальные силы	537
3. Электродинамические силы, действующие на проводник в пазу	548
4. Электродинамические силы в лобовых частях обмотки	551
Глава восемнадцатая. Нагрев	593
1. Теплопередача	594
2. Распределение температуры вдоль катушки	607
3. Числовой пример	614
4. Расчет средних превышений температур по тепловой схеме замещения	616
5. Нагрев и долговечность обмотки	636
6. Кривые нагрева и охлаждения	637
7. Особые случаи нагрева	652
8. Кратковременный режим и длительный режим с кратковременной нагрузкой	656
9. Повторно-кратковременный режим и длительный режим с повторно-кратковременной нагрузкой	660
10. Потери и нагрев статорной обмотки при несимметричной системе тока	664
Глава девятнадцатая. Выбор размеров машин	666
1. Основные размеры и использование материалов	—
2. Некоторые электрические и магнитные величины, используемые в расчете	695
3. Оптимальная форма пазов	697
Приложение	700
Принятые обозначения	701
Литература	713

В. ШУЙСКИЙ. РАСЧЕТ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАШИН

Научные редакторы: *В. В. Титов, Г. М. Хуторецкий*
Редактор *Я. В. Зарицкий*
Художественный редактор *Г. А. Гудков*
Технический редактор *В. И. Семенова*
Корректор *Т. А. Пак*

Сдано в производство 12/VII 1968 г. Подписано к печати
31/X 1968 г. Печ. л. 45,75. Бум. л. 22,88. Уч.-изд. л. 47.
Бумага типографская № 2. Формат 60×90/16. Тираж 15 000 экз.
Цена 3 р. 43 к. Заказ № 2174.

Ленинградское отделение издательства «Энергия»,
г. Ленинград, Марсово поле, 1.

Ленинградская типография № 6 Главполиграфпрома
Комитета по печати при Совете Министров СССР
Ленинград, ул. Моисеенко, д. 10